

AKADÉMIAI DOKTORI ÉRTEKEZÉS

# Magfizikai módszerekkel az elemek keletkezésének nyomában

Fülöp Zsolt

MTA ATOMKI

Debrecen

2005

# Tartalomjegyzék

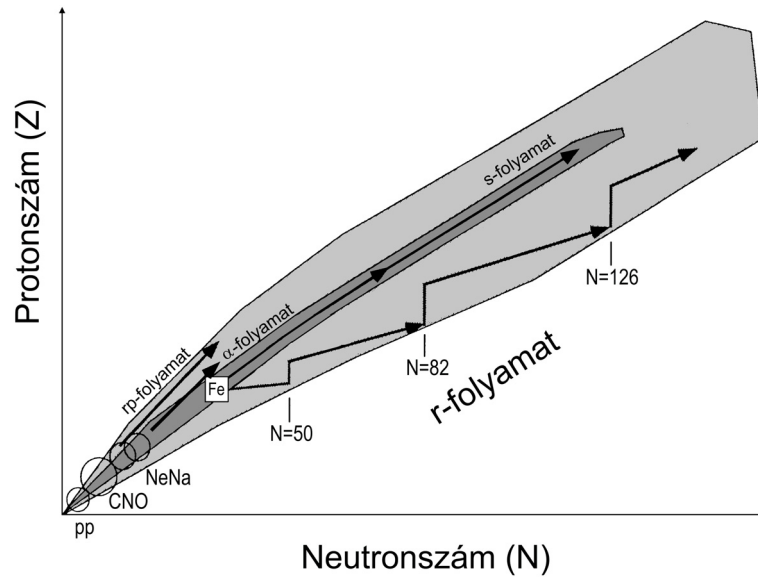
<b>Bevezetés</b>	<b>2</b>
<b>1. Mérések a LUNA föld alatti laboratóriumban</b>	<b>7</b>
1.1. pp-folyamat: a $d(p,\gamma)^3\text{He}$ reakció . . . . .	9
1.2. CNO-ciklus: a $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reakció . . . . .	14
<b>2. Anomáliák kisenergiájú ütközésekben</b>	<b>26</b>
2.1. Deutérium anomális energiavesztesége $^3\text{He}$ gázban . . . . .	26
2.2. Elektronárnyékolás fémes közegben . . . . .	32
<b>3. Magfizikai adatok és a nukleáris asztrofizika</b>	<b>41</b>
3.1. Felezési idő-mérések . . . . .	41
3.1.1. A $^{44}\text{Ti}$ felezési ideje . . . . .	41
3.1.2. A $^{148}\text{Gd}$ felezési ideje . . . . .	47
3.2. Rugalmas alfa-szórás és az asztrofizikai p-folyamat . . . . .	52
<b>4. Egzotikus atommagokon lejátszódó reakciók</b>	<b>62</b>
4.1. Coulomb-disszociáció: a $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ reakció . . . . .	67
4.2. Rezonanciák a $^{11}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{N}$ és $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$ reakciókban . . . . .	74
4.3. Az $^{15}\text{O}$ Coulomb-gerjesztése . . . . .	78
<b>5. Összefoglalás</b>	<b>82</b>
<b>6. Summary</b>	<b>86</b>
<b>7. Köszönetnyilvánítás</b>	<b>88</b>
<b>Irodalom</b>	<b>89</b>
<b>A dolgozathoz kapcsolódó saját közlemények</b>	<b>94</b>

## Bevezetés

A kísérleti nukleáris asztrofizika célja olyan atommagfizikai mérések kivitelezése, amelyek a Világegyetemben, a csillagokban, szupernóvákban történő energiatermelés és nukleoszintézis megértéséhez visznek közelebb [1].

A XX. század közepének magfizikai és csillagászati eredményeit foglalta keretbe a nukleáris asztrofizika történelmi fontosságú publikációjában Burbidge, Burbidge, Fowler és Hoyle [2]. Az akkor felvázolt elmélet az elemek szintézisében összekapcsolta a lehetséges magreakciókat a lehetséges csillagászati objektumokkal, és néhány folyamatban adta meg az elemek szintézisének lépéseit, melyek tartalmazzák a hidrogénégést, a héliumégést, az alfa-folyamatot, az e-folyamatot, az s-, r-, p-folyamatokat a nehéz elemek szintézisére, valamint az egyes könnyű elemek szintéziséért (D, Li, Be, B) felelős, ám akkor még ismeretlen x-folyamatot. Noha a felsorolt folyamatok nem mindegyike bizonyult döntő fontosságúnak a későbbi vizsgálatok során, a gondolatmenet máig is érvényes: az észlelhető csillagászati objektumok mindegyike lehetőséget ad magfizikai reakciókra, így az elemszintézisre (1. ábra). A nukleáris asztrofizika fejlődéséhez egyaránt hozzájárultak a kísérleti és elméleti magfizikai eredmények, a csillagászati észlelések és az asztrofizikai modellek fejlődése. A továbbiakban a teljesség igénye nélkül felsorolok néhány olyan csillagászati eredményt, amely nagy hatást gyakorolt a nukleáris asztrofizika fejlődésére:

- A mikrohullámú kozmikus háttérsugárzás felfedezése, mely az ősrobbanás elmélettel a kozmológia új szakaszát nyitotta meg. A nukleáris asztrofizika a korai elemszintézis elméletével tudta megmagyarázni néhány könnyű izotóp létrejöttét.
- A Nap-neutrínók detektálása, mely a Napban lejátszódó, részben neutrínótermelő magreakciók vizsgálatára irányította a figyelmet.
- A meteoritokban felfedezett izotóp-anomáliák, melyek az elemszintézis egyes részfolyamatairól hordoznak információt.
- Az  $^{26}\text{Al}$  izotóp bomlásából származó gamma-sugárzás csillagászati észlelése, mely közvetlen bizonyíték az izotóp szintézisére.
- Az SN1987A szupernóva vizsgálata, mely a robbanásos elemszintézisről adott közvetlen információt.



1. ábra. A nukleoszintézis fontosabb folyamatai az izotóptérképen sematikusan ábrázolva. A sötétszürke tartomány a stabilitás völgye, míg világosszürkével az egzotikus magok tartományát jelöltem. Látható, hogy az  $rp$ - és  $r$ -folyamatok megismeréséhez az egzotikus atommagok vizsgálata elengedhetetlen.

Az asztrofizikai modellszámítások egyik fontos bemenő adata a csillagkörnyezetben lejátszódó energia- és izotóptermelő folyamatok hatáskeresztmetszete. A csillagokban lejátszódó magreakciók idő- és térfogategységenkénti száma — a reakcióhozam — ugyanis a részecskék sebességének Maxwell-Boltzmann eloszlása mellett a  $\sigma(E)$  hatáskeresztmetszettől függ:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (1)$$

ahol  $v$  a részecsképek relatív sebessége a  $T$  csillaghőmérsékleten,  $E$  a tömegközépponti energia,  $\mu$  a redukált tömeg,  $k$  pedig a Boltzmann-állandó.

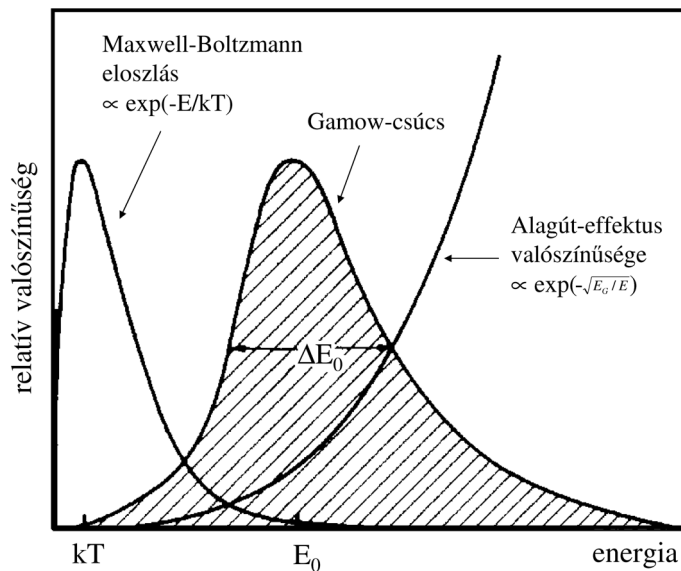
A töltött részecskék közötti reakciók hatáskeresztmetszetei azonban a nukleáris asztrofizika számára csak egy szűkebb, a hagyományos magfizika által gyakran korábban nem vizsgált bombázóenergia-tartományban fontosak. Ezt a tartományt, a Gamow-ablakot az atommagok közötti elektromos taszítás és a részecskék adott hőmérsékletű környezetbeni sebességeloszlása határozza meg (lásd 2. ábra). A nukleáris asztrofizika szempontjából fontos hatáskeresztmetszetek kísérleti meghatározása ezért rendkívül nehéz, hiszen a csillagok-

ban lejátszódó lassú izotóptermelés esetén a csillagok hosszú életét éppen a magfolyamatok hatáskeresztmetszetének kis értéke biztosítja, míg robbanásszerű nukleoszintézis esetén a magas hőmérséklet miatt a hatáskeresztmetszetek jóval nagyobbak ugyan, azonban a reakciókban a stabilitás völgyétől távoli, rövid felezési idejű atommagok is részt vesznek, melyek előállítása technikai nehézségekbe ütközik.

E dolgozat az elmúlt tíz év nukleáris asztrofizikai témájú kísérleti munkáimat foglalja össze. A dolgozatban egyrészt példákat hozok fel a rendkívül alacsony hatáskeresztmetszetű reakciók vizsgálatára az 1. fejezetben, másrészt a magas hőmérsékleteken lejátszódó, radioaktív atommagok ütköztetésével tanulmányozható reakciókról számolok be a 4. fejezetben. Az asztrofizikai modellekben a hatáskeresztmetszetek mellett sok esetben olyan magfizikai adatokra van szükség, amelyek eddig nem, vagy nem elegendő pontossággal, vagy nem a megfelelő hőmérséklet- illetve energiatartományban ismertek. A 2. fejezetben a kis energiájú ütközések során észlelt anomáliák felfedezéséről számolok be, a 3. fejezetben pedig magfizikai alapadatok nagy pontosságú meghatározását ismertetem.

Az érintett témák fontosságát jelzi, hogy az Európai Tudományos Alap Magfizikai Bizottsága (ESF NuPECC) által 2004-ben publikált, a magfizika hosszú távú terveit áttekintő mintegy 200 oldalas munkában [3] a jövőben is kiemelt szerepet szánnak mind a föld alatti laboratóriumoknak, mind az asztrofizikai p-folyamat további vizsgálatának, mind pedig az egzotikus magok radioaktív nyalábokkal történő tanulmányozásának. Dolgozatom egyes fejezetei is e témákkal foglalkoznak. A nukleáris asztrofizika fontosságát nemcsak a magfizikusok hangsúlyozzák: az Egyesült Államok Akadémiai Kutatótanácsa (NRC) elsősorban csillagászok és kozmológusok által szerkesztett hosszú távú előrejelzésében [4] a nehéz elemek e dolgozatban is tárgyalt nukleoszintézise, mint megoldatlan probléma az egyik fő prioritás.

Méréseim zömét német, olasz, japán kutatókkal együttműködésben végeztem. Tevékenységem elismerését jelzi, hogy 2003 őszén megszervezhettem az Európai Fizikai Társulat Magfizikai Szakcsoportjának XVII. konferenciáját Debrecenben [5]. A konferencia előadásai az Elsevier Kiadó Nuclear Physics folyóiratának különszámaként jelentek meg [Ed2, Ed3]. Szem előtt tartva az ismeretterjesztés fontosságát is, az ATOMKI egy ismeretterjesztő DVD-t adott ki, melynek szerkesztője voltam [Ed5]. A DVD témája a nukleáris asztrofizika, címe pedig „Az elemek keletkezése” ([www.atomki.hu/elemek](http://www.atomki.hu/elemek)).



2. ábra. A Gamow-ablak sematikus ábrázolása töltött részecske reakció esetén

A dolgozat a nukleáris asztrofizikai kísérletek széles skáláját öleli fel. A mérésekhez föld alatti, kisenergiájú gyorsítók, különleges céltárgyrendszerek és detektorok, radioaktív nyalábot előállító gyorsítókomplexumok voltak szükségesek. E méréseket azonban összeköti az asztrofizikai indíttatás és a technikai fejlesztések hangsúlyos szerepe. A dolgozat célja egyúttal annak bemutatása is, hogy a nukleáris asztrofizika az elért eredmények ellenére sem lezárt tudományág, s az elkövetkezendő évtizedek minden bizonnyal rendkívül érdekes eredményeket hoznak.

A fejezetek egymáshoz hasonló szerkezetet követnek. Minden fejezet egy kivonattal kezdődik, amelyben tömören összefezem az elért eredményeimet. Ugyanakkor minden fejezet egy kitekintéssel zárul, amelyben az adott téma már körvonalazódott további feladatait, illetve terveinket részletezem. A mérések asztrofizikai indíttatását, és a téma rövid irodalmi áttekintését is fejezetenkénti bontásban adom meg. Tekintettel arra, hogy a dolgozatban összefoglalt munkák nagyobb munkacsoportok eredményei, minden fejezetben külön részben összefezem a saját hozzájárulásomat az eredményekhez. A magyar és angol nyelvű összefoglalás, valamint a köszönetnyilvánítások után a felhasznált irodalom, majd saját közleményeim listája található a fejezeteknek megfelelő felbontásban.

Terjedelmi okok miatt több nemzetközi visszhangot keltett, elsősorban az egzotikus atommagok vizsgálata során kapott saját eredményemet nem tudom részletezni, ezek listája zárja a dolgozatot. E mérések többéves japán ösztöndíjam alatt zajlottak le, és többek között érintik:

- a  ${}^7\text{He}$  izotóp gerjesztett állapotának felfedezését [N1]
- a  ${}^{12}\text{Be}$  izotópon történt méréseimet [N2, N3, N4], melyek azt igazolták, hogy az  $N = 8$  nem mágikus szám a stabilitás völgyétől távol
- a  ${}^{14}\text{Be}$  izobár analóg állapotának vizsgálatát [N5]
- a  ${}^{12}\text{Be}$  molekulaszerű ( ${}^6\text{He}-{}^6\text{He}$ ) állapotainak felfedezését [N6, N7]
- a neutronszegény  ${}^{24}\text{Si}$  és a neutrongazdag  ${}^{34}\text{Si}$  vizsgálatát Coulomb-gerjesztés [N8], illetve rugalmatlan deutériumszórás [N9] módszerével
- a  ${}^{22}\text{Mg}$  mag gerjesztett állapotainak mérését a  ${}^{24}\text{Mg}(p,t){}^{22}\text{Mg}$  reakcióban [N10, N11]

Az egzotikus magfizika fontosságát jelzi, hogy csak a fenti, nem részletezett eredményekre az elmúlt négy év alatt mintegy 150 hivatkozás történt. A dolgozatban azonban kizárólag azokat az eredményeimet foglalom össze, melyeknek közvetlen asztrofizikai vonatkozásai vannak.

# 1. Mérések a LUNA föld alatti laboratóriumban

## Kivonat

A LUNA (Laboratory Underground for Nuclear Astrophysics) nemzetközi együttműködés keretén belül a pp-lánc és a CNO-ciklus egy-egy magreakcióját vizsgáltuk alacsony bombázó energián. A pp-ciklus  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reakciója esetében a világon elsőként hatáskeresztmetszeteket határoztunk meg a Gamow-ablaknak megfelelő bombázó energiatartományban [T1a:1]. Ehhez a méréshez egy alacsony háttérű gázcéltárgyrendszer fejlesztettünk ki [T1a:3]. A CNO-ciklus kulcsreakciója, a  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  egyelőre nem tanulmányozható a Gamow-ablak tartományában; itt nagy tisztaságú szilárd céltárgyak kifejlesztésével és vizsgálatával [T1b:4c, T1b:5] az eddigi legalacsonyabb,  $E_p = 140$  keV bombázó energián határoztuk meg a reakció hatáskeresztmetszetét, és méréseink feloldották a korábbi mérések kiértékelései közötti ellentmondásokat [T1b:7]. Eredményeink nemcsak a BOREXINO neutrínódetektálási kísérlet várható szisztematikus hibáját csökkentik, hanem közvetetten új értéket szolgáltatnak a gömbhalmazok életkorára [T1b:8].

A rendkívül kis valószínűséggel lejátszódó magreakciók tanulmányozása rendkívüli technikai fejlesztéseket igényel. Az elmúlt évtizedek során nagyáramú gyorsítók épültek, nagy tisztaságú gázcéltárgyakat telepítettek és a detektálási technika is jelentősen fejlődött. E fejlesztések ellenére sem sikerült azonban elérni azt, hogy egyensúlyi állapotban levő csillagokban lejátszódó töltött részecske reakciókat pontosan abban az energiatartományban — a Gamow-ablakban — vizsgáljunk, mely a csillag hőmérsékletének felel meg. Helyette magasabb bombázó energián történtek és történnek mérések, az eredményekből pedig extrapolációval következtetünk a lejátszódó folyamatok valódi, a csillag hőmérsékletének megfelelő hatáskeresztmetszeteire.

Az extrapolációt az asztrofizikai S-faktorral célszerű elvégezni [6]. Az S-faktor egy Coulomb-gát alatti adott  $E$  tömegközépponti energián

$$S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta) \quad (2)$$

alakban írható fel, ahol  $2\pi\eta = 31,29 Z_1 Z_2 (m/E)^{1/2}$  a Sommerfeld-együttható,  $Z_1$  és  $Z_2$  a kölcsönható magok rendszámai,  $m$  pedig a redukált tömeg atomi tömegegységben. Az S-faktor használatát s-hullám közelítésben az indokolja, hogy — noha a  $\sigma(E)$  hatáskeresztmetszet töltött részecskék közötti reakcióban a Coulomb-gát alatt a bombázó energia csökkenésével rohamosan csökken — az S-faktor nem rezonáns esetekben közel állandó marad. Mindamellet az S-faktor a magszerkezet, fázistér, véges magméret, stb. hatáskeresztmetszet energiafüggésére gyakorolt hatását továbbra is tartalmazza, csak a Coulomb-gát



hatását nem. A továbbiakban bemutatott eredmények többségét asztrofizikai S-faktor formájában mutatom be.

Sok esetben a vizsgálandó magreakció olyan ritkán játszódik le, hogy a mérések megvalósíthatóságán a jelenlegi gyorsítótechnika ismeretében nem javíthatunk, de néhány esetben a megoldatlan kísérleti probléma az maradt, hogy a korábbi fejlesztések nem csökkenthették kellőképpen a kozmikus sugárzás okozta zavaró háttérét. A kozmikus neutrínók detektálása hasonló problémákat vetett fel, és a megoldás föld alatti laboratóriumok kiépítése volt, hiszen a több km vastagságú kőzetek több nagyságrenddel csökkentették a zavaró kozmikus sugárzás intenzitását.



3. ábra. A 400 kV-os *LUNA-II* föld alatti részecskegyorsító

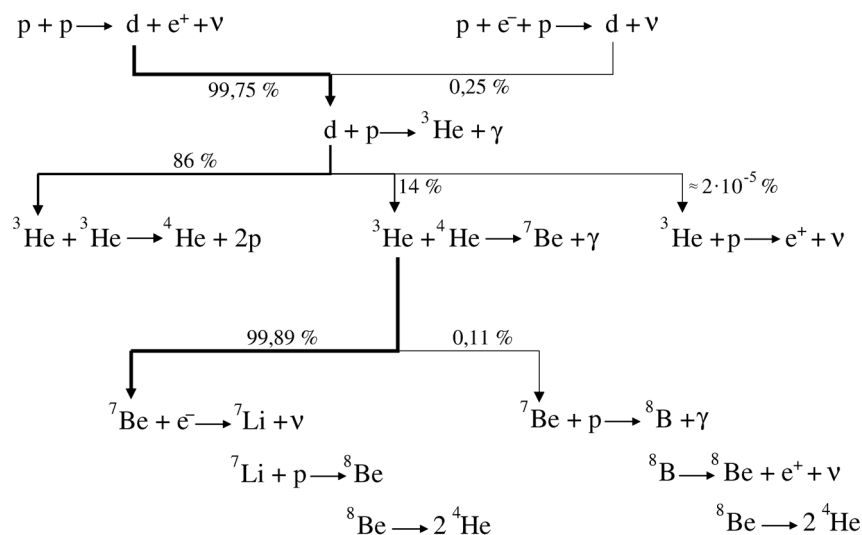
A neutrínóészlelések során a föld alatti laboratóriumot árnyékoló kőzet áteresztő szűrőként csak a neutrínókat engedi át, és a feladat „csupán” a detektálás marad. Ezzel szemben a föld alatti magreakció-vizsgálatoknál a kőzetet árnyékolásnak tekinthetjük, a föld alá részecskegyorsítót kell telepítenünk, és természetesen itt sem maradhat el a detektálás megoldása. A 90-es években egy ilyen kisenergiájú, 50 kV terminálfeszültségű gyorsító (LUNA: Laboratory Underground for Nuclear Astrophysics) épült az olaszországi Appeninek Gran Sasso csúcsa közelébe telepített föld alatti laboratóriumban ([www.lngs.infn.it](http://www.lngs.infn.it)). Egy részecskegyorsító föld alá telepítése nem egyszerű feladat; nem véletlen, hogy mindeddig a LUNA az egyetlen ilyen típusú gyorsítólaboratórium a világon. 1996-ban jelent meg az első eredmény, a Napban lejátszódó pp-lánc egyik reakcióját —  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  — sikerült valóban a Nap belső hőmérsékletének megfelelő energiánál megmérni [7]. A siker nyomán más reakciók tanulmányozása is elindult, és egy második, nagyobb energiát biztosító, 400 kV terminálfeszültségű gyorsítót (3. ábra) is sikerült föld alá telepíteni. A LUNA

jelenleg német–olasz–magyar–portugál együttműködés, melyben Magyarországot az ATOMKI nukleáris asztrofizikai csoportja képviseli.

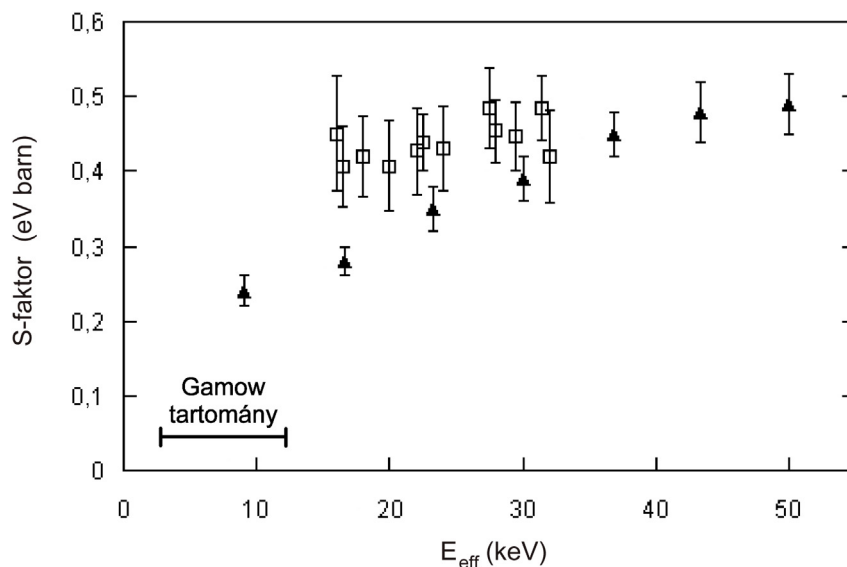
A továbbiakban két olyan asztrofizikai jelentőségű reakció sikeres vizsgálatáról számolok be, melyek kizárólag a LUNA berendezésen tanulmányozhatók sikerrel.

### 1.1. pp-folyamat: a $d(p,\gamma)^3\text{He}$ reakció

A Nap energiatermeléséért is felelős pp-folyamat során a csillag hőmérsékletén a protonok alfa-részekké állnak össze energiakibocsátás mellett. A pp-folyamatban részt vevő reakciók láncolatát a megfelelő elágazási arányokkal a 4. ábrán mutatom be. A pp-folyamat egyik reakciója a  $d(p,\gamma)^3\text{He}$ , melynek hatáskeresztmetszetét ezidáig nem sikerült a Gamow-ablak közelében meghatározni. A korábbi eredmények (5. ábra) amellet, hogy nem érik el a kellően alacsony energiát (3–10 keV), egymáshoz képest is mintegy 40%-os eltérést mutatnak, megnehezítve így az extrapolációt.



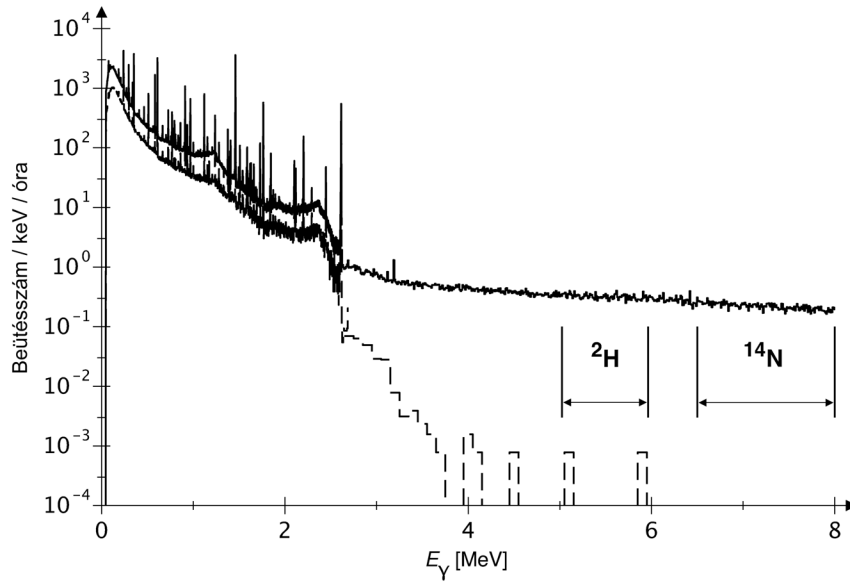
4. ábra. A *pp*-folyamat sematikus ábrázolása. Az elágazási arányok értékeit  $T_6 = 15,72$  ( $T = 15,72 \cdot 10^6 \text{ K}$ ) esetére [8] adtam meg. A *pp*-folyamatban keletkező neutrínókat a létrehozó reakciók alapján *pp*, *pep*, *hep*,  $^7\text{Be}$  és  $^8\text{B}$  neutrínóknak nevezzük. A neutrínók energiaspektrumát a 12. ábrán mutatom be.



5. ábra. A  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  S-faktorának korábbi mérési eredményei. Griffiths eredményeit [9] négyszöggel, Schmid méréseit [10] pedig háromszöggel jelöltem. Feltüntettem a pp-folyamathoz tartozó elrendő Gamow energiatartományt is.

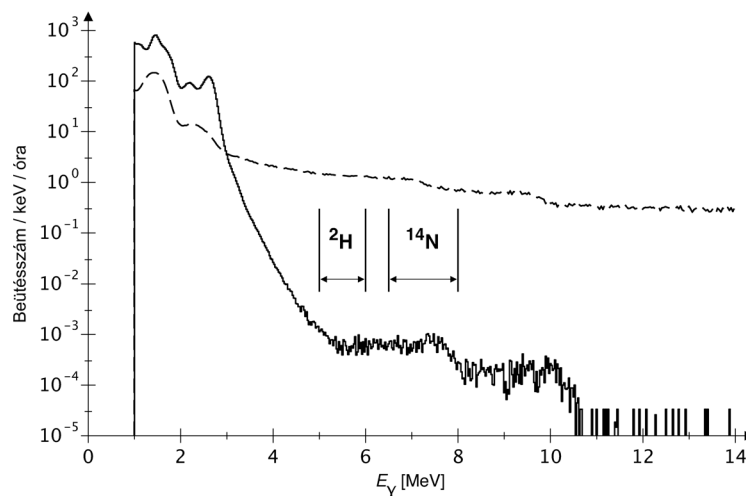
Célunk az volt, hogy a LUNA föld alatti rendkívül kis háttérű laboratóriumában a  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reakciót a pp-folyamat Gamow tartományában mérjük meg, szükségtelenné téve ezzel a további extrapolációkat. Mérésünket a LUNA 50 kV-os gyorsítója mellé telepített gázcéltárgyrendszeren végeztük. A rendkívül kis hatáskeresztmetszetek mérésénél a gyorsítóval szemben támasztott legfontosabb követelmény az intenzív nyalábáram, valamint a hosszú mérések alatti energiaszabályozás.

Míg az első sikeres LUNA-mérés töltött részecskék detektálására épült, a  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reakció esetén a végtermék által kibocsátott gamma-sugárzás detektálása a célszerű. Mivel a reakció  $Q$ -értéke 5,5 MeV, alacsony bombázó energiák esetén ez hasonló energiájú gamma-sugárzás detektálását jelenti. Ebben az energiatartományban a laboratóriumi háttér a kozmikus sugárzás okozza, melyet a föld alatti elrendezés nagyságrendekkel csökkent. A csökkenés mértékét szemlélteti a 6. ábra, melyen a  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  és a következő fejezetben tárgyalt  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció tanulmányozásához vizsgálandó energiatartományokat is jelöltem.

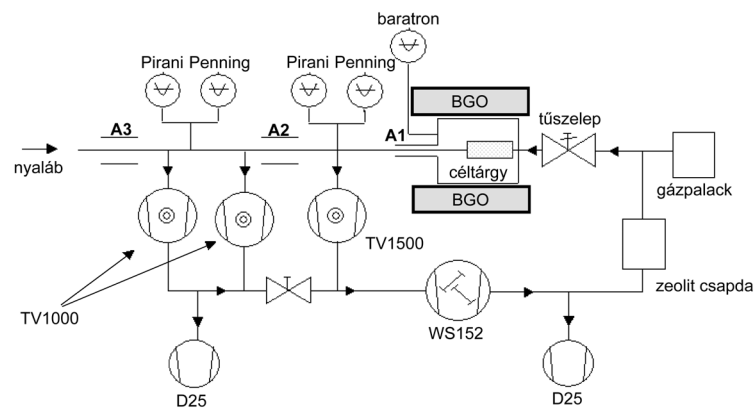


6. ábra. Laboratóriumi háttér gamma-spektruma nagytisztaságú germánium detektorral mérve a föld felszínén (folytonos vonal) és a LUNA föld alatti laboratóriumban 5 cm ólomárnyékolás mellett (szaggatott vonal). Jól látható a kozmikus eredetű gamma-háttér drasztikus csökkenése.  $^{14}\text{N}$  az 1.2. fejezetben tárgyalt  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakcióból,  $^2\text{H}$  pedig a  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reakcióból várható gamma-sugárzás energiatartományát jelöli.

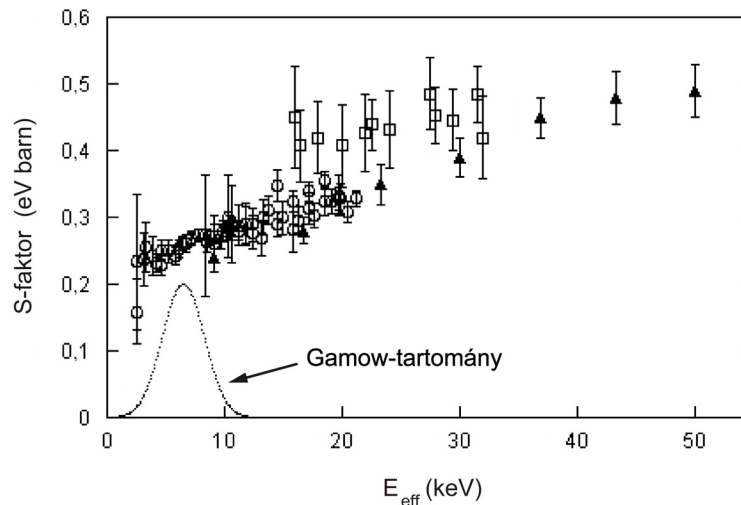
Esetünkben a gamma-detektálási hatásfok növelése miatt a céltárgyat körbevevő, közel  $4\pi$  térszöget lefedő bizmut-germanát (BGO) detektorokat használtunk. A detektor előnye a NaI(Tl) illetve nagytisztaságú germánium (HPGe) detektorokkal összehasonlítva a nagy hatásfok, hátránya azonban a rosszabb feloldás és a detektor anyagának esetleges saját aktivitása (7. ábra). Céltárgyként egy ablak nélküli gázcéltárgyrendszert fejlesztettünk ki, melynek nagy előnye az izotóptisztaság, valamint az, hogy a bombázás hatására — ellentétben a szilárd céltárgyakkal — a céltárgymagok száma biztosan állandó marad a mérőkamrában. Hátránya viszont, hogy a bejövő részecskék száma nem mérhető a bejövő töltésmennyiség alapján (integrátor) a gázcéltárgyban létrejövő töltéscserék miatt, ezért a bombázó nyaláb intenzitásának meghatározására egy kalorimétert fejlesztettünk ki. A végleges mérési elrendezés a 8. ábrán látható. Mivel a  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  mérési elrendezés tanulságul szolgálhat későbbi, alacsony háttérű mérési elrendezések összeállításának, a rendszerrel kapcsolatos tesztméréseinket is publikáltuk [T1a:3].



7. ábra. Laboratóriumi háttér gamma-spektruma BGO detektorral mérve a föld felszínén 10 cm ólomárnyékolás mellett (szaggatott vonal) és a LUNA föld alatti laboratóriumban ólomárnyékolás nélkül (folytonos vonal). Jól látható a kozmikus eredetű gamma-háttér drasztikus csökkenése.  $^{14}\text{N}$  az 1.2. fejezetben tárgyalt  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakcióból,  $^2\text{H}$  pedig a  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reakcióból várható gamma-sugárzás energiatartományát jelöli. Az  $E_\gamma = 5\text{--}11\text{ MeV}$  tartományban a maradék háttér elsősorban a detektor és a céltárgykamra anyagán lejátszódó  $(n,\gamma)$  reakciók okozzák.



8. ábra. A  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  mérésnél használt gázcéltárgyrendszer a BGO detektorral körülvéve. A teljesség kedvéért a vákuumrendszer elemeit ( $D$ : elővákuum szivattyú,  $WS$ : forgódugattyús szivattyú,  $TV$ : turbomolekuláris szivattyú) is feltüntettem [T1a:3].



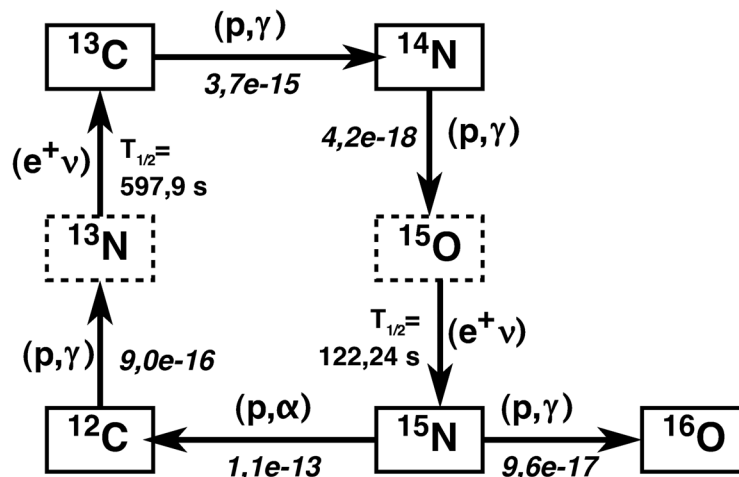
9. ábra. A  $d(p,\gamma)^3\text{He}$   $S$ -faktorra vonatkozó saját mérési eredményeink (körrel jelölve) összevetve a korábbi mérési eredményekkel. Griffiths eredményeit [9] négyzessel, Schmid méréseit [10] pedig háromszöggel jelöltem. Feltüntettem a  $pp$ -folyamathoz tartozó Gamow energiatartományt is.

Méréseinket a proton bombázóenergia  $E_p = 4\text{--}32\text{ keV}$ -es tartományában végeztük, deutérium gázcéltárgy használatával. Noha célunk elsősorban az alacsony bombázó energiájú ( $< 10\text{ keV}$ )  $S$ -faktor meghatározása volt, a magasabb energiájú méréseinket a korábbi mérésekkel való összehasonlíthatóság, ezzel a szisztematikus hiba csökkentése indokolta. Tovább csökkenti a szisztematikus hibát, hogy a vizsgált tartományt többféle bombázó  $\text{H}$ -nyalábbal ( $\text{H}_1^+$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ ) fedtük le, és bebizonyítottuk, hogy a különböző nyalábokkal történt méréseink egyezést mutatnak. Mérési eredményeinket [T1a:1] mutatja be a 9. ábra, melyen a saját eredmények mellett feltüntettem a korábbi két mérést is. Vizsgálatainkkal elsőként értük el a  $pp$ -folyamat  $e$  reakciója esetében a Gamow-ablak tartományát, tehát a továbbiakban extrapoláció nem szükséges. Ugyanakkor a korábbi eredményekkel való összevetésből az is megállapítható, hogy magasabb bombázó energia esetén adataink Schmid méréseit igazolják.

A LUNA-együttműködés fontosságát mutatja, hogy mindeddig ez a második olyan mérés, amellyel a Gamow-ablak tartományát sikerült elérni a lassú hidrogénégés reakciói esetén, és az előző mérést is ez a csoport végezte. A fenti kísérletet leíró közleményünk az Elsevier Kiadó olvasottsági tanulmánya alapján az év legjobb 10 cikke közé került.

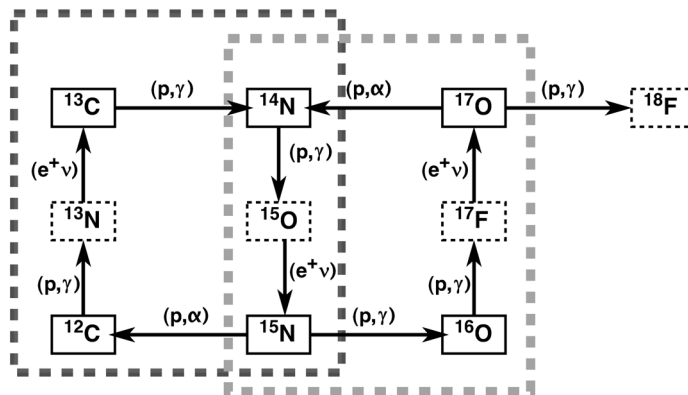
## 1.2. CNO-ciklus: a $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ reakció

A CNO-ciklus a pp-folyamat mellett alternatív lehetőség arra, hogy négy proton alfa-részecskévé alakuljon át. A CNO-ciklus szén-, nitrogén- és oxigénizotópokon lejátszódó protonindukált reakciók és béta-bomlások sorozata, melyben a nehéz izotópok csak katalizátorként játszanak szerepet. A 10. ábrán az I. CNO-ciklust ábrázoltam. A nyilak mellett vagy a releváns magreakciót és a rá jellemző reakcióhozamot vagy pedig a bomlást a rá jellemző felezési idővel tüntettem fel. A reakcióhozamok Napra jellemző értékeit a NACRE [13] adatbázisból idéztem. A reakcióhozamok arányaiból kitűnik, hogy a CNO-ciklus kulcsreakciója a  $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$  reakció, hiszen e reakciónak a legkisebb a lejátszódási sebessége. Mint az a 10. ábrán látszik, a II. CNO-ciklus felé a  $^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$  reakcióval nyílik meg az út. A két ciklus kapcsolatát mutatja be a 11. ábra. A CNO-ciklus további lehetséges lépéseire és a magasabb hőmérsékleteken lejátszódó úgynevezett forró CNO-ciklusra most nem térek ki.



10. ábra. Az I. CNO-ciklus sematikus ábrája. Szaggatott kerettel a radioaktív, folytonossal a stabil atommagokat jelöltem. A reakciót jelző nyilak mellett a Napra jellemző reakcióhozam értéke áll  $\text{cm}^3/\text{mol}\cdot\text{s}$  egységben, a bomlást jelző nyilak mellett pedig a kérdéses izotóp felezési idejét tüntettem fel.

Noha a Nap energiatermeléséhez a CNO-ciklus csak 1,5%-nyi hozzájárulást ad, mégis több ok miatt is fontos a  $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$  reakcióhozamának ismerete. A Nap-neutrínó-probléma megoldása lehetőséget ad arra, hogy a Napból érkező neutrínók vizsgálatával megbízható információkat kapjunk a Nap belső szerkezetéről. Ezért nemcsak az eddigi neutrínókísérletek jó része folyik tovább,

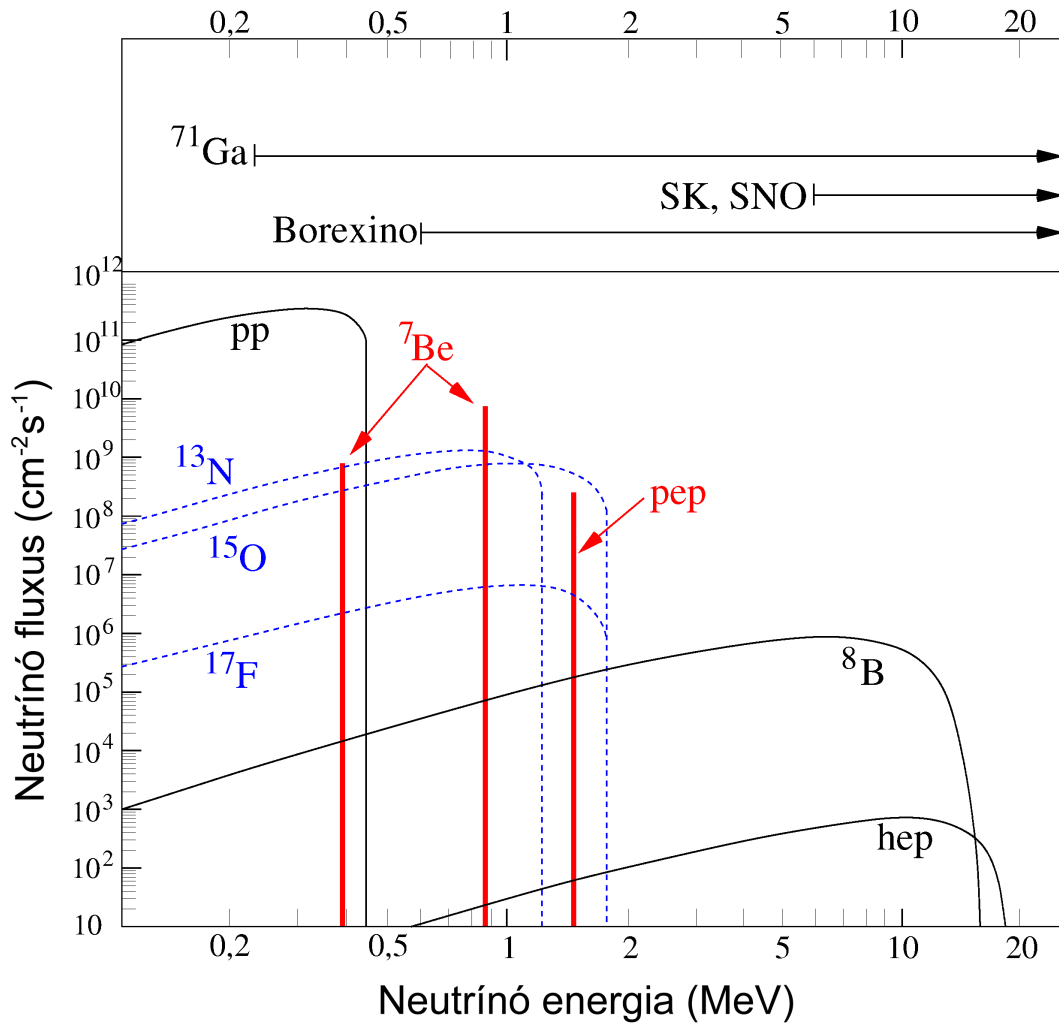


11. ábra. Az I. és II. CNO-ciklus kapcsolata. A jelmagyarázat megegyezik a 10. ábráéval.

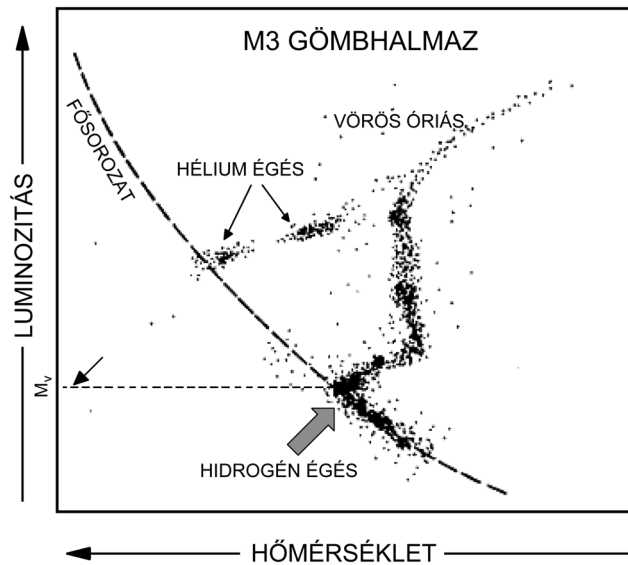
hanem új neutrínódetektorok is épülnek. Az egyik ilyen föld alatti detektor az olasz Gran Sasso Nemzeti Laboratóriumban (LNGS) építés alatt álló BOREXINO [11], amely nagy mennyiségű, rendkívül tiszta szerves folyadékszcintillátorból, és az azt körülvevő fotoelektron-sokszorozó csövekből áll. Néhány neutrínódetektor detektálási energiatartományát, és a Napból érkező neutrínók spektrumát mutatom be a 12. ábrán. A BOREXINO célja elsősorban a  ${}^7\text{Be}$  eredetű neutrínók nagyobb energiájú részének észlelése, de érzékeny a  ${}^{13}\text{N}$  és  ${}^{15}\text{O}$  eredetű neutrínókra is, melyek intenzitását viszont a  ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$  reakció határozza meg.

A  ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$  reakció hozama ugyanakkor a gömbhalmazok életkorának meghatározásában is szerepet játszik. A 13. ábrán egy gömbhalmaz Hertzsprung–Russel-diagramját mutatom be. A halmaz diagramjának jellemző vonása, hogy a halmaz magas életkora miatt a fősorozat tagjai jórészt hiányoznak. Látható, hogy a még fősorozatban levő csillagok egy jól meghatározott tartományba koncentrálnak, mely tartomány tagjainál észlelt  $M_V$  legnagyobb luminozitásból megbecsülhetjük a gömbhalmaz korát. A gömbhalmaz megmaradt fősorozatbeli tagjainak maximális luminozitása azonban áttételesen a CNO-ciklus lejátszódási sebességével, azaz a  ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$  reakció hozamával is arányos. Ezt az összefüggést szemlélteti a 14. ábra, melyen a folytonos vonallal jelzett, eddig elfogadott  $S(0)$ -faktor alapján meghatározott [12] reakcióhozamhoz képest az  $S(0)$  ötszörös csökkentése vagy növelése (szaggatott vonalak) a gömbhalmazok életkorában jelentős eltérést okoz. Ha a  ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$  reakció hozama nagyobb, akkor a csillagok hamarabb hagyják el a fősorozatot, tehát a gömbhalmaz becsült életkora csökken.

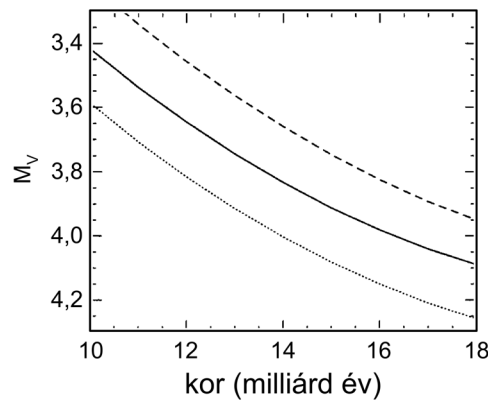




12. ábra. A Napban keletkező neutrínók energiaspektruma az első generációs neutrínódetektorok ( $^{71}\text{Ga}$ ) és a második generációs (SK [SuperKamiokande], SNO, BOREXINO) detektorok észlelési karakterisztikáival. A CNO-ciklusokból származó neutrínók a  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$  és  $^{17}\text{F}$  bomlása során jönnek létre. A pp-folyamatban keletkezett neutrínók forrásait a 4. ábrán mutatom be.

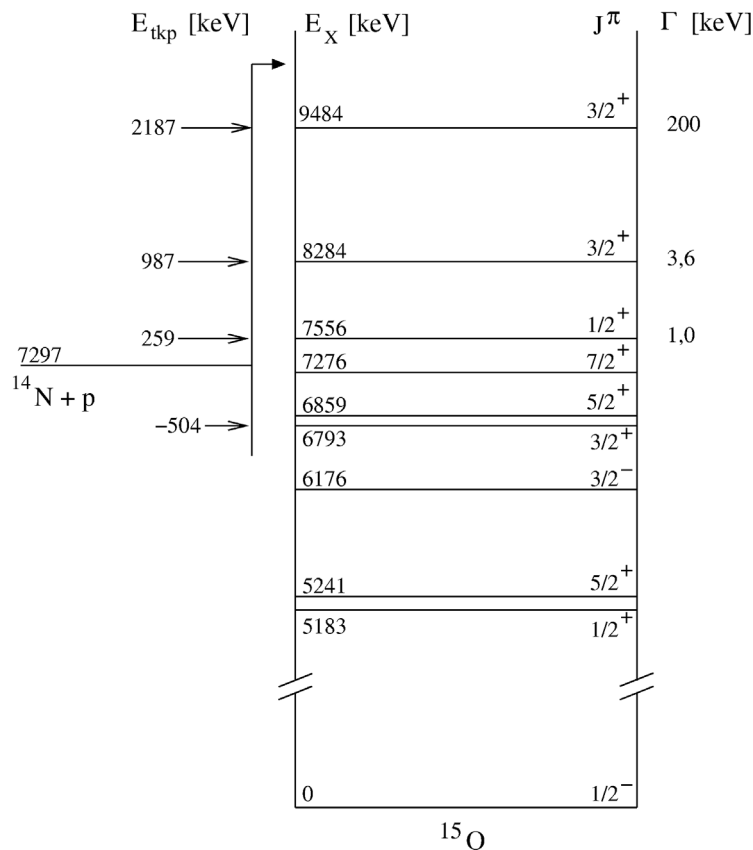


13. ábra. Az M3 gömbhalmaz Hertzsprung-Russel diagramja. A főszorozat tartományát vastag szaggatott vonallal jelöltem. A szürke nyíl arra a letörési pontra mutat, melyhez tartozó vékony szaggatott vonallal jelölt  $M_V$  luminozítás a gömbhalmaz korára jellemző észlelt mennyiség.



14. ábra. A gömbhalmazok korának függése a  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakcióhozamtól. A főszorozatbeli tagok maximális  $M_V$  luminozítását ábrázoltam a gömbhalmazok korának függvényében a  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  háromféle reakcióhozama mellett. A folytonos vonal az eddig elfogadott [12]  $S(0)$  nullponti  $S$ -faktorhoz, a szaggatott vonalak pedig  $S(0)$  ötödére csökkentett illetve ötszörösére növelt értékéhez tartozó reakcióhozamot jelölik.

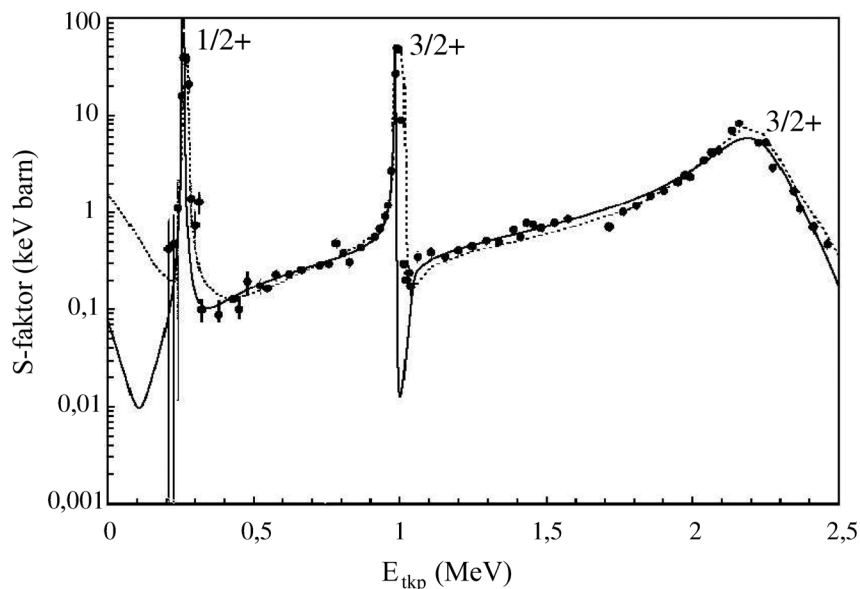
A  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció  $Q$ -értéke 7297 keV. A keletkező  $^{15}\text{O}$  nívósémájának a reakció alacsony energiájú tartománya szempontjából fontos részét mutatja be a 15. ábra. A vizsgálandó energiatartomány, a Gamow-ablak ( $E_p = 20 - 80$  keV), közvetlenül nem tanulmányozható, ezért a kb. 200 keV energia felett ismert hatáskeresztmetszet adatokból az R-mátrix-formalizmus segítségével történnek extrapolációk a nullponti  $S$ -faktor,  $S(0)$  meghatározására.



15. ábra. Az  $^{15}\text{O}$  nívósémája a vizsgált energiatartományban található, nyilakkal jelölt rezonanciákkal együtt

A reakció mindeddig elfogadott, széles energiatartományban ( $E_p = 0,2 - 3,6$  MeV) végzett vizsgálata [12] alapján  $S(0) = 3,20 \pm 0,54$  keV·b, és az  $S(0)$  értékéhez felerészben az  $^{15}\text{O}$  alapállapotára történő befogás, felerészben pedig a küszöb alatti  $3/2^+$  rezonancia járul hozzá. Angulo [14] azonban új extrapolációt készített a korábbi mérési eredmények alapján, és azt a meglepő eredményt kapta, hogy a küszöbenergia alatti rezonancia járuléka változatlan,

ám az alapállapotú átmenet járuléka elhanyagolható, ezért a teljes S-faktor értéke feleződik,  $S(0) = 1,77 \pm 0,20 \text{ keV} \cdot \text{b}$ . Az alapállapotra történő átmenet korábbi mérési eredményei a kétféle eltérő eredményt adó analízissel a 16. ábrán láthatók.

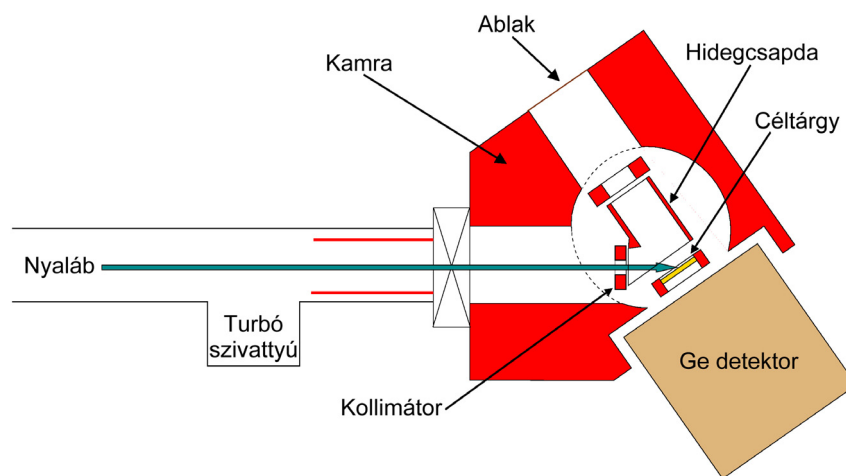


16. ábra. A  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$  reakció S-faktorának alapállapotú átmenetből származó része. Schröder mérési pontjai mellett szaggatott vonallal saját analízise [12], folytonos vonallal pedig Angulo analízise [14] látható. A két analízis eredménye több, mint egy nagyságrenddel tér el az asztrofizikailag fontos kisenergiájú energiatartományban.

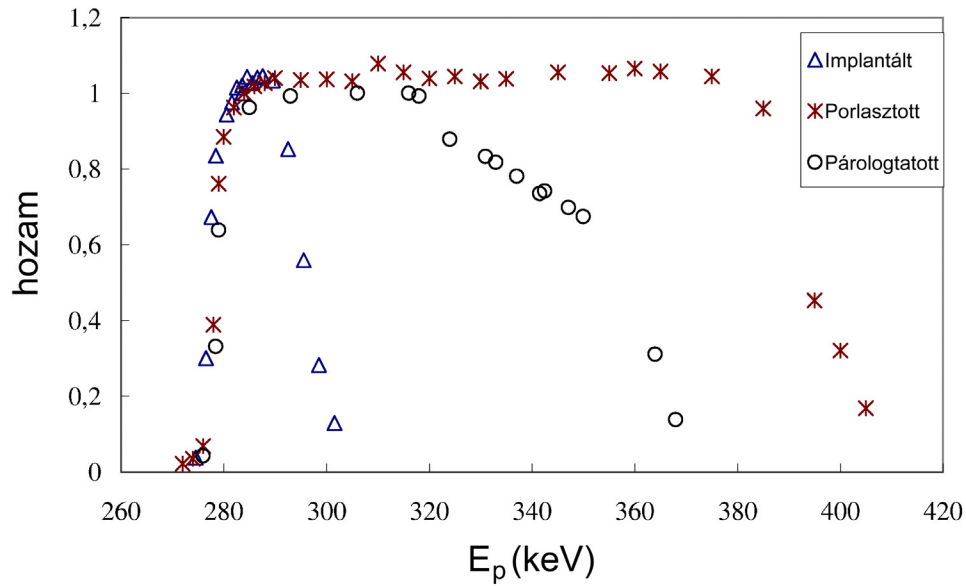
A föld alatti LUNA laboratóriumba telepített, új 400 kV-os gyorsító lehetőséget adott arra, hogy ezt a reakciót minden eddigénél alacsonyabb bombázó energiák tartományában vizsgáljuk meg. A mérési elrendezés a 17. ábrán látható. A mérés során a LUNA-II gyorsító kb.  $200 \mu\text{A}$  intenzitású protonnyalábjával bombáztunk  $^{14}\text{N}$ -tartalmú szilárd céltárgyakat, a keletkezett  $^{15}\text{O}$  legerjesztődése során kibocsátott gamma-sugárzást pedig nagy hatásfokú germániumdetektorral (HPGe) észleltük.

Mérésünk egyik kulcsfontosságú problémája volt a céltárgyak megfelelő kiválasztása. A föld alatti laboratórium kozmikus sugárzás elleni rendkívül hatásos árnyékolása mellett nagyon fontos a bombázó nyaláb okozta háttér-sugárzás tanulmányozása, csökkentése. A gamma-detektor árnyékolása csak a

kamrán kívüli szórt nyalábok miatti háttérrel csökkenti. A céltárgy anyagában jelen levő szennyezőkből származó háttér árnyékolással nem csökkenthető; az egyetlen megoldás különböző típusú céltárgyak tesztelése a nyaláb okozta háttér szempontjából. Ugyanilyen fontos az is, hogy a céltárgyakat károsodás nélkül használhassuk hosszabb ideig a nagyintenzitású protonbombázás ellenére. Különböző típusú céltárgyakat vizsgáltunk a fenti szempontok szerint: tantál-, réz- és titánhátlapba implantált nitrogén valamint tantálhátlapra párologtatott vagy porlasztással vékony réteggént előállított TiN. A céltárgyakat stabilitás és szennyezés szempontjából egyaránt vizsgáltuk. A tesztek, és a hatás keresztmetszet-mérések során is a céltárgyak állapotának vizsgálatára az  $E_p = 278$  keV-es ( $E_{tkp} = 259$  keV) rezonanciát használtuk, melynek előnye a nagyobb hozam és az, hogy a rezonanciaprofil érzékeny a céltárgy állapotára. Példaként ezt a rezonanciaprofil mutatom be három különböző céltárgytípus esetén a 18. ábrán.



17. ábra. A  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció mérési elrendezése



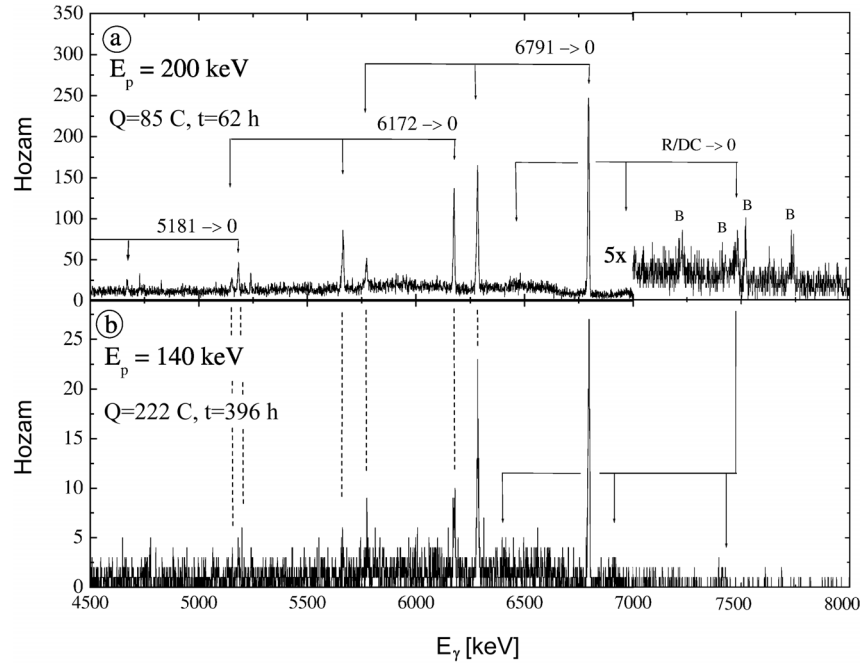
18. ábra. A  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$  reakció  $E_p = 278$  keV rezonanciaprofilja három különböző céltárgy esetén

Összefoglalva, a különböző céltárgytípusok összehasonlító vizsgálatainak eredményei azt mutatták, hogy az implantált céltárgyak stabilitása a nagyáramú bombázás miatti diffúzió miatt nem megfelelő. Ugyanakkor a TiN tantál hátlapra történő párologtatásával készült céltárgy méréseink szerint szennyezőket tartalmaz, ezért a porlasztással vékonyréteggént előállított céltárgyakat használtuk a további mérések során. A szilárd céltárgyak vizsgálatairól önálló közleményt jelentettünk meg [T1b:4c], ugyanakkor a föld alatti mérések laboratóriumi és bombázó nyaláb okozta háttérének átfogó vizsgálatából származó eredményeinket egy összefoglaló közleményben publikáltuk [T1b:5].

Hatáskeresztmetszet-méréseinket az  $E_p = 140 - 400$  keV bombázóenergia-tartományban végeztük, ezzel jelentősen alacsonyabb energiát értünk el, mint a korábbi kísérletek. Részletesen tanulmányoztuk az  $E_p = 278$  keV-es rezonancia tulajdonságait (energia, erősség, szélesség) és az  $^{15}\text{O}$  nívóinak gerjesztési energiáit.

Példaként két gamma-spektrumot mutatok be a 19. ábrán, az egyik spektrum a korábbi mérések során elért legalacsonyabb energián ( $E_p = 200$  keV), a másik pedig az általunk elért legalacsonyabb energián ( $E_p = 140$  keV) elvégzett mérésünk eredménye. A spektrumokból kitűnik, hogy a magasabb energián rendkívül jó statisztikával határozhatók meg a különböző átmenetek valószínűségei,

de még a legalacsonyabb energián is észlelhetők az átmenetek, köszönhetően a föld alatti alacsony háttérnek és a céltárgy tisztaságának. Megfigyelhető az is, hogy míg az  $E_p = 200$  keV bombázó energián a háttér főleg a szennyezők okozzák, az  $E_p = 140$  keV esetében a szennyezés okozta háttér hasonló mértékű, mint a kozmikus sugárzás miatti.

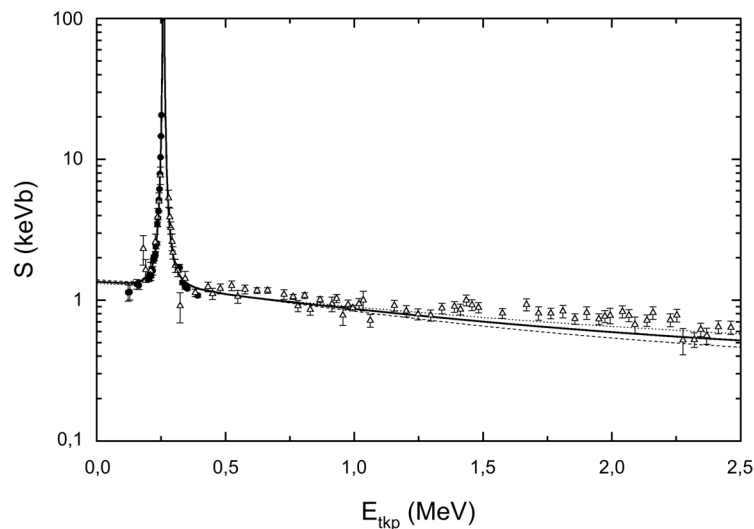


19. ábra. A  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció gamma-spektruma két különböző energián. A reakcióra jellemző észlelt átmenetek (DC = direkt befogás) mellett feltüntettem a szennyező csúcsokat (B) is, melyek forrásai a  $^{23}\text{Na}$  és  $^{18}\text{O}$ . Míg az  $E_p = 200$  keV bombázó energián a háttér főleg a szennyezők okozzák, az  $E_p = 140$  keV esetében a szennyezés okozta háttér hasonló mértékű, mint a kozmikus sugárzás miatti. Megjegyzendő, hogy az alacsonyabb bombázó energián kapott spektrum több, mint kéthetes folyamatos mérés eredménye.

A mérésekből új extrapolációt tudunk adni a  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció  $S(0)$  értékére. A 20. ábrán az  $^{15}\text{O}$   $E_x = 6,79$  MeV állapotába történő befogás  $S$ -faktora látható. Itt eredményünk hibahatáron belül megerősíti Schröder és Angulo eredményeit. Ugyanakkor az alapállapotra vonatkozó 21. ábrán bemutatott eredményeink Schröderrel szemben Angulo analízisét erősítik meg (v.ö. 16. ábra), vagyis ennek az átmenetnek a hozzájárulása a teljes  $S$ -faktorhoz

jelentősen kisebb, mint az eddigi, Schröder eredményeire támaszkodó kompilációkban használt értékek. Ennek megfelelően az általunk meghatározott teljes  $S$ -faktor  $S(0) = 1,7 \pm 0,2 \text{ keV}\cdot\text{b}$ .

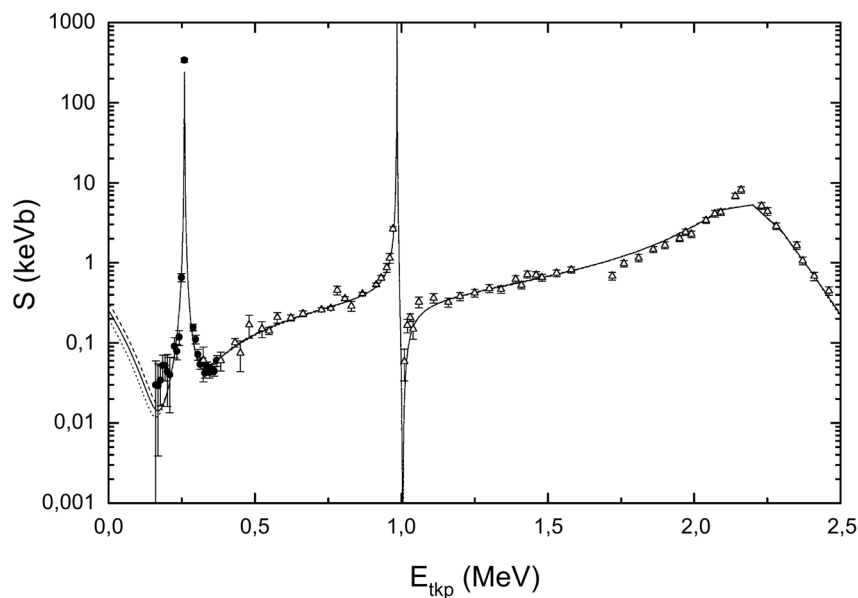
Eredményünk egyrészt azt jelenti, hogy a Napban a CNO-ciklus során keletkező neutrínók fluxusa a korábbi becslésekhez képest feleződik, másrészt pedig a gömbhalmazok korára vonatkozó becslést is módosítani kell kb. 1 milliárd évvel idősebbre [T1b:8]. A gömbhalmazok életkorára vonatkozó becslések hibájában így már az észleléseknek van döntő részesedése. Eredményeinkre a tudományos közvélemény hamar felfigyelt, a Science magazinban recenzió [15] jelent meg eredményeink asztrofizikai fontosságáról.



20. ábra. A  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció  $S$ -faktora az  $^{15}\text{O}$   $E_x = 6,79 \text{ MeV}$  állapotába történő befogás alapján. Háromszöggel jelölöm Schröder korábbi mérését [12], a pontok a saját eredményt jelölik. A folytonos vonallal jelölt  $R$ -mátrix extrapoláció (sugárparaméter  $a = 5,5 \text{ fm}$ ) paraméterfüggését ( $a = 5,0$  illetve  $6,0 \text{ fm}$ ) mutatják a szaggatott vonalak.

A  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakcióról nemcsak protonbesugárással kaphatunk információt, hanem az  $^{15}\text{O}$  gerjesztett állapotainak vizsgálatával is. Ha az  $^{15}\text{O}$  stabil lenne, egy gyorsítóval felgyorsíthatnánk olyan energiára, hogy egy ólom-céltárgy elektrosztatikus terében az  $^{15}\text{O}$  gerjesztett állapotai kialakulhassanak. Csakhogy az  $^{15}\text{O}$  felezési ideje néhány másodperc, úgyhogy ez a kísérlet csak elvi lehetőség volt egészen a kilencvenes évekig, a radioaktív nyalábos gyorsítók elterjedéséig. Ma ezt a kísérletet a japán Fizikai és Kémiai Kutatóintézetben



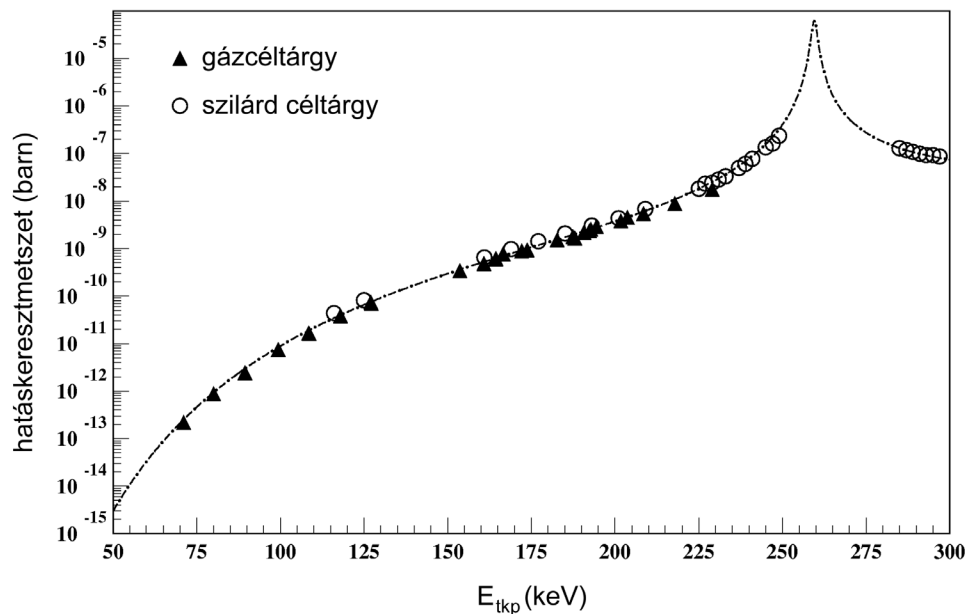


21. ábra. A  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció  $S$ -faktora az  $^{15}\text{O}$  alapállapotára történő átmenetre. Háromszöggel jelölöm Schröder korábbi mérését [12], a pontok a saját eredményt jelölik. A folytonos vonallal jelölt  $R$ -mátrix extrapoláció (sugárparaméter  $a = 5,5$  fm) paraméterfüggését ( $a = 5,0$  illetve  $6,0$  fm) mutatják a szaggatott vonalak.

(RIKEN) működő radioaktív nyalábot biztosító berendezésen RIKEN-ATOMKI együttműködésben megvalósíthattuk, és a kísérlet eredményeiről a 4. fejezetben számolunk be részletesen.

## Saját hozzájárulás

A LUNA együttműködés négy ország harminc kutatójából áll, melyben a magyar kutatócsoportot az ATOMKI asztrofizikai csoportja adja. A mérésekben meghatározó szerepem volt a kísérleti elrendezések tervezésében és kiépítésében, valamint a mérések kivitelezésében. Témavezetésemmel a magyar csoport sikeresen pályázott a következő részfeladatok kidolgozására: „LNGS-TARI P01/02: Study of proton induced gamma background in metallic backings”, valamint „LNGS-TARI P01/03: Proton induced gamma background in gas target systems”. A fenti mérések tapasztalatait összefoglaló közlemények [T1b:4c, T1b:5] teljes egészében saját eredményeimet tartalmazzák.



22. ábra. A  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció hatáskeresztmetszete a dolgozatban részletezett szilárd- és a folyamatban levő gázcéltárgyas mérések alapján

## Kitekintés

A  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakció további vizsgálatát kezdtük el azzal a céllal, hogy jelentősen alacsonyabb bombázó energiát érhesünk el, ahonnan az extrapoláció már sokkal megbízhatóbb lehet. A fenti cél érdekében az eddigi kísérleti elrendezést a következőképpen módosítottuk: A  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reakciónál használt gázcéltárgyat telepítettük a szilárd céltárgy helyett, és egy új  $4\pi$  térszögű BGO detektort használunk a HPGe detektor helyett. A fenti elrendezéssel  $\sim 80$  keV energián, a Gamow-ablak közvetlen közelében is tudunk totális hatáskeresztmetszetet mérni [16]. Előzetes eredményeinket a 22. ábrán mutatom be.

A pp-folyamat egy másik reakciója, a  $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$  reakció eddigi kísérleti vizsgálata szisztematikus hibával terhelt. A reakció ugyanis két módszerrel vizsgálható, egyrészt a prompt gamma-sugárzás detektálásával, másrészt aktivációs módszerrel, azaz a keletkezett hosszú felezési idejű ( $T_{1/2} = 53$  nap)  $^7\text{Be}$  izotóp bomlása során kibocsátott  $E_\gamma = 478$  keV gamma-sugárzás detektálásával. A két módszer eddig a statisztikus hibán kívül eső eltérő eredményt adott. A LUNA kollaboráció következő feladata e reakció vizsgálata, melyben csoportunk részfeladata az aktivációs mérések kivitelezése.

## 2. Anomáliák kisenergiájú ütközésekben

### Kivonat

A csillagokban lejátszódó magreakciók plazma közegben történő kisenergiájú ütközések eredményei. A bochumi Ruhr Egyetemmel közös kísérleteinkben egy új módszerrel deutérium energiaveszteségét mértük meg  $^3\text{He}$  gázban és azt találtuk, hogy egy bizonyos küszöbenergia alatt a fékezőképesség ugrásszerűen lecsökken, és eléri a nagyságrendekkel kisebb mag-fékezőképesség értékét [T2a:9, T2a:10, T2a:11]. A jelenségre magyarázatot az adhat, hogy az ütközési energia olyan kicsinnyé válik, hogy ez az energia már nem elegendő a  $^3\text{He}$  atom legkisebb elektrongerjesztéséhez.

A laboratóriumi mérések során a céltárgy elektronfelhője leárnyékolja az ütköző atommagok taszítását, és a magreakció hatáskeresztmetszetét növelő elektronárnyékolás lép fel. Az effektus fémes közegtől való függését tanulmányoztuk szisztematikusan a  $d(d,p)$ t reakcióban [T2b:12, T2b:13], és azt tapasztaltuk, hogy az elektronárnyékolás hatása fémes közegben megnő, és a növekedés mértéke korrelációt mutat a fémes közeg szabadelektron-sűrűségével [T2b:16].

### 2.1. Deutérium anomális energiavesztesége $^3\text{He}$ gázban

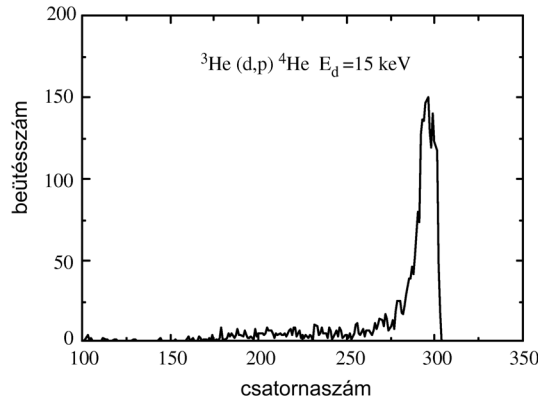
A gyors ionok anyagban történő lefékeződésének alapjait már az ötvenes években leírták, és magfizikai alkalmazások is épülnek a táblázatokban összefoglalt, illetve programokkal kiszámolható fékezőképesség adatokra, melyeknek a kísérletektől való átlagos eltérése kevesebb, mint 20% [17]. Korábbi méréseink [18, 19] során különböző anyagokban teszteltük a kompilációk érvényességi körét a magasabb energiák tartományában és saját eredményeink is megerősítették a kompilációkat a fenti hibán belül. Az asztrofizika számára fontos energiákon azonban nehéz a fékezőképesség közvetlen mérése, helyette az alacsony energiára extrapolált adatokat használják. Az alacsony energiájú fékezőképesség azonban fontos a hatáskeresztmetszet-mérések értelmezéséhez, hiszen az effektív bombázó energia a fékezőképesség függvénye.

A  $d(^3\text{He},p)^4\text{He}$  reakció hatáskeresztmetszete  $^3\text{He}$  bombázás mellett vizsgálható inverz kinematikában is a  $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$  reakcióban. A két reakció tanulmányozásához szükséges a megfelelő ( $^3\text{He}$  ionok  $\text{D}_2$  gázban, ill deutérium ionok  $^3\text{He}$  gázban) energiaveszteségek ismerete. A  $^3\text{He}$  ionok  $\text{D}_2$  gázban történő energiaveszteségét a LUNA kollaboráció mérte meg [20], és a mérés eredménye jó egyezést mutatott a széles körben elterjedt Ziegler kompilációval [17].

Ugyanakkor deutérium  $^3\text{He}$  gázban történő energiaveszteségéről Golser 1991-ben [21] számolt be repülési idő spektrometriával történt mérései alapján, és a Ziegler-kompilációtól eltérő eredményt kapott.

A fékezőképesség meghatározásához energiaveszteséget kell mérni egy jól meghatározott vastagságú mintában, vagyis a minta előtt és után is a részecske pontos energiáját kell meghatározni. A bombázó energia meghatározása a gyorsító hitelesítése alapján kis energián is megoldott. A fékeződött ionok energiájának meghatározása azonban kisebb energiák esetén nagy hibával történik hagyományos, vékony mintán áthaladó részecske energiájának szilíciumdetektorral vagy repülési idő spektrometriával történő mérése alapján. Ez magyarázza az ilyen típusú mérések hiányát kis energiák esetén.

Célunk deutérium  $^3\text{He}$  gázban történő energiaveszteségének meghatározása volt alacsony bombázó energián. A fenti problémák megoldására a méréshez új eljárást dolgoztunk ki, melynek alapja a hatáskeresztmetszet Coulomb gát alatti energiákon tapasztalt erős energiafüggése. Mérésünk során  $E_d = 15 - 100$  keV energiatartományban bombáztunk ismert nyomású  $^3\text{He}$  gázcéltárgyat, melyet szilíciumdetektorokkal vettünk körül a  $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$  reakcióból származó protonok detektálására. A szilíciumdetektorok előtt  $200\mu\text{m}$  vastagságú alumíniumfólia szolgált a rugalmasan szóródó  $^3\text{He}$ , a reakcióban keletkezett  $^4\text{He}$ , és a gázcéltárgyban a nyaláb által indukált fény árnyékolására. Példaként egy kapott protonspektrumot mutatok be a 23. ábrán. A reakcióhozamot a protonok hozamából határoztuk meg, a bejövő részecskék számát pedig kaloriméterrel mértük.



23. ábra. A  $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$  reakcióban detektált protonok energiaspektruma  $E_d = 15$  keV bombázó energián

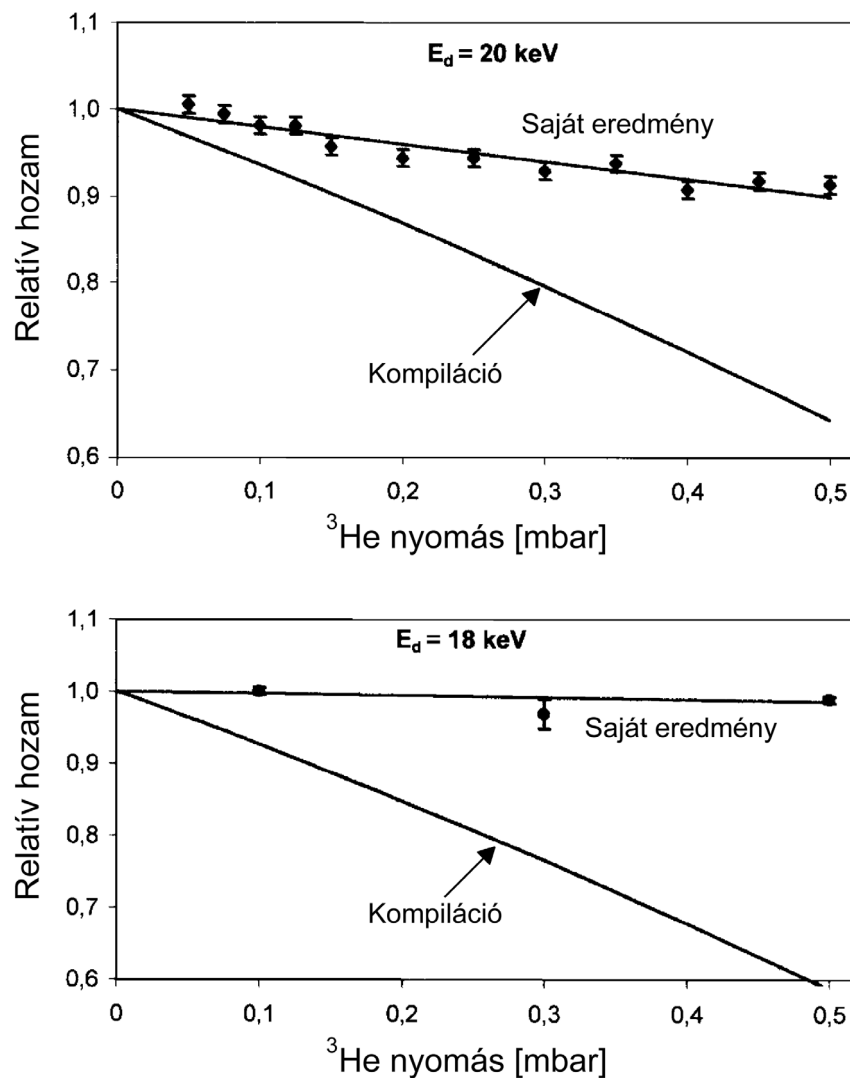
Méréseink során minden egyes bombázó energián a relatív reakcióhozamot a gázcéltárgy nyomásának függvényében vettük fel, és a nyomásfüggésre történt lineáris illesztésből határoztuk meg a fékezőképesség értékét, miközben a céltárgymagok számának nyomásváltozás okozta változását figyelembe vettük. A módszert a 24. ábrán mutatom be.

Méréseink eredménye magasabb energiatartományban visszaadja a kompiláció [17], és Golser korábbi mérésének [21] értékeit, az energia csökkenésével azonban eredményeink a fékezőképesség Golser által mértnél is jelentősebb csökkenését mutatják. Eredményeink szerint a fékezőképesség értéke bizonyos körülmények között teljesen eltér a Ziegler-táblázatból extrapolálható értékektől. Méréseink azt bizonyítják, hogy egy bizonyos küszöbenergia alatt a fékezőképesség ugrásszerűen lecsökken, és eléri a nagyságrendekkel kisebb mag-fékezőképesség értékét [T2a:9]. A jelenségre magyarázatot az adhat, hogy az ütközési energia olyan kicsinnyé válik, hogy ez az energia már nem elegendő a  ${}^3\text{He}$ -atom legkisebb elektron-gerjesztésére. A 25. ábrán saját eredményeinket mutatom be, összevetve a folytonos vonallal jelzett kompilációval, valamint Golser [21] korábbi mérésével. A héliumatom  $1s \rightarrow 2s$  gerjesztésének 18,2 keV deutérium bombázó energia felel meg, és valóban, a fékezőképesség is ebben az energiatartományban mutat drasztikus csökkenést.

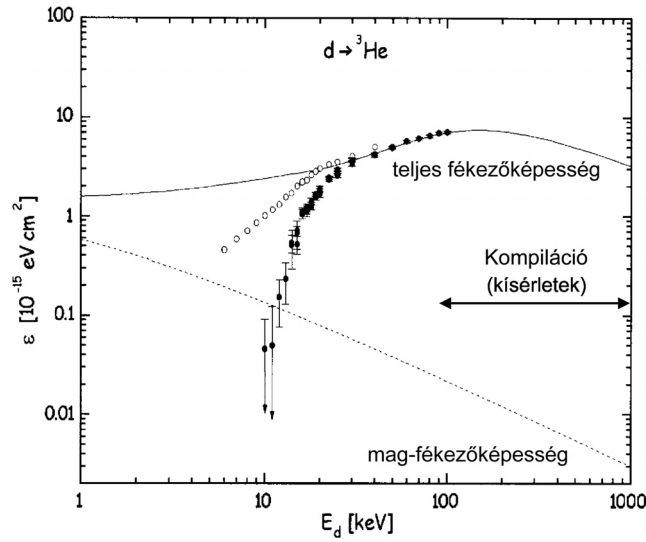
A fenti hatás molekuláris fékezőgáz esetében a rotációs sávok gerjeszthetősége miatt nem lehetséges, ennek ellenőrzéseként hasonló módszerrel mértük meg a  ${}^3\text{He}$  energiaveszteségét  $\text{D}_2$  gázban, a  $d({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$  reakcióban. A mérés eredményeit a 26. ábrán mutatom be. Valóban, itt hasonló energiatartományban nem tapasztaltunk eltérést a kompilációtól [17].

Méréseink szisztematikus hibájának csökkentése érdekében a fékezőképességet többféle (molekuláris) deutériumnyalábbal ( $\text{D}_1^+$ ,  $\text{D}_2^+$ ,  $\text{D}_3^+$ ) is meghatároztuk [T2a:10]. E szisztematikus méréssorozat eredményét mutatom be a 27. ábrán, ahol eredményeinket a kompiláció fékezőképességének értékére normáltam. Az ábra alapján megállapíthatjuk, hogy a különböző molekuláris nyalábok hasonló fékezőképesség eredményeket adnak.

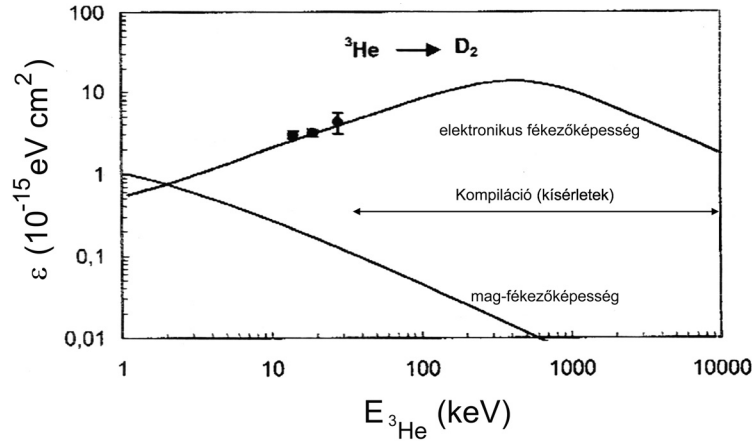
A fékezőképességek ismeretében új mérést végeztünk a  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  reakcióra az  $E_{tkp} = 5 - 60$  keV, valamint a  $d({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$  reakcióra az  $E_{tkp} = 10 - 40$  keV tömegközépponti energiákra, és új, pontosabb értéket adtunk meg az elektronárnyékolási potenciálokra [T2a:11]. Az elektronárnyékolás problémáját részletesen a következő fejezetben tárgyalom.



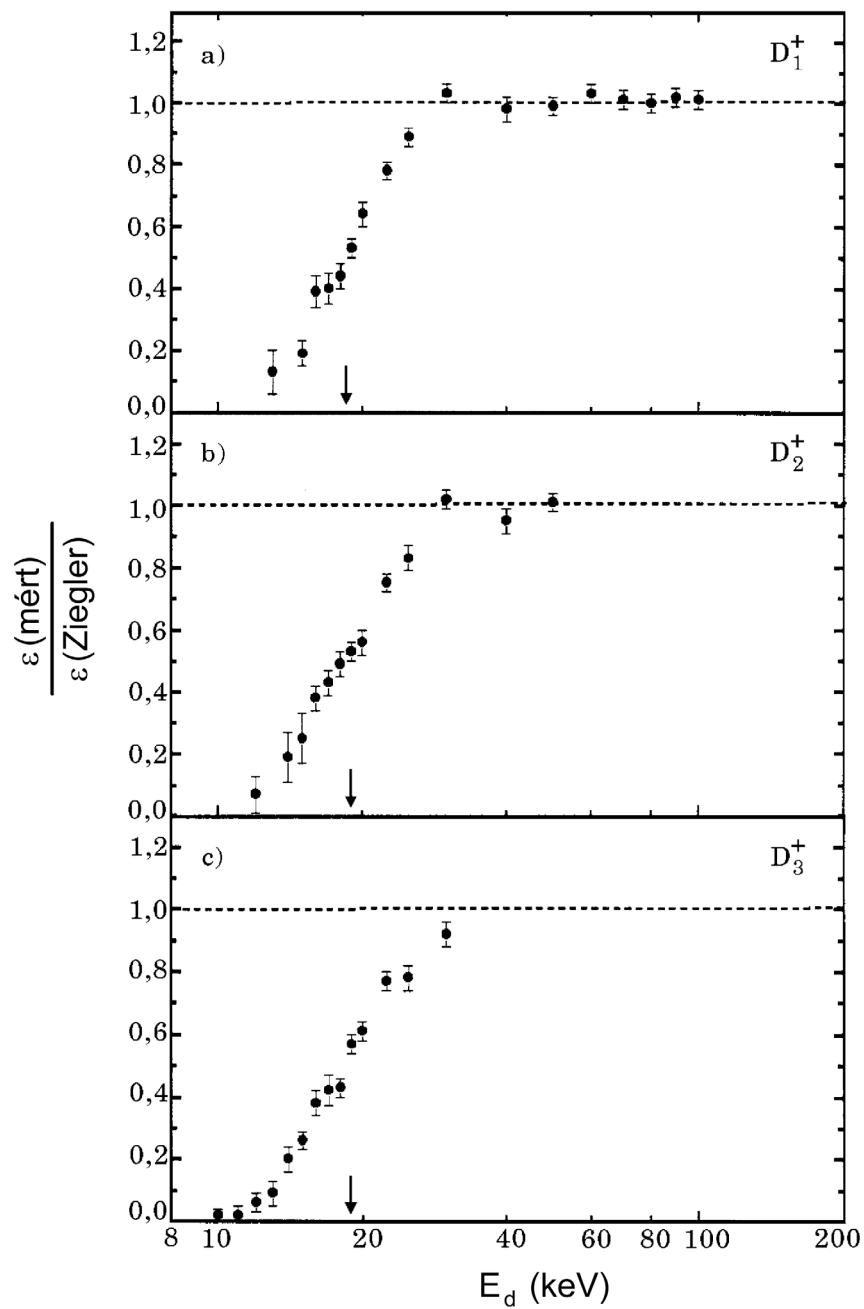
24. ábra. A  ${}^3\text{He}(\text{d},\text{p}){}^4\text{He}$  reakció relatív hozama a céltárgy-gáznyomás függvényében  $E_d = 18$  és  $20 \text{ keV}$  bombázó energián. A nyomásfüggés becslése az irodalmi fékezőképesség adatok alapján a **kompilációval** jelzett görbét adják. A fékezőképességet, mint szabad paramétert tartalmazó lineáris illesztés eredményét a **saját eredmény** felirat jelzi. Jól látható az irodalmi értékektől való eltérés mértéke.



25. ábra. Deutérium anomális energiavesztesége  $^3\text{He}$  gázban. Golser eredményeit [21] körrel, saját eredményeinket ponttal jelölöm. Folytonos vonal jelzi a kompiláció becsléseit [17]. Bejelöltem azt a tartományt is, ahol a kompiláció kísérleti adatokra támaszkodik. A mag-fékezőképesség becslült értékét ugyancsak a [17] kompiláció alapján adom meg.



26. ábra.  $^3\text{He}$  energiavesztesége  $\text{D}_2$  gázban. Mérési eredményeinket ponttal jelölöm. Folytonos vonal jelzi a kompiláció becsléseit [17]. Bejelöltem azt a tartományt is, ahol a kompiláció kísérleti adatokra támaszkodik. A mag-fékezőképesség becslült értékét ugyancsak a [17] kompiláció alapján adom meg.



27. ábra. A mért fékezőképesség a Ziegler kompilációhoz normálva  $D_1^+$ ,  $D_2^+$  és  $D_3^+$  molekula nyalábbal mérve. Nyíllal jelölöm a meghatározott  $E_d = 18,2$  keV-es küszöbenergiát.



## 2.2. Elektronárnyékolás fémes közegben

Az elektronárnyékolás hatását az alacsony bombázó energiájú nukleáris asztrofizikai mérésekben már több, mint egy évtizede ismerik [22, 23]. Az effektus magyarázata, hogy az atommagokat körülvevő elektronfelhő miatt a bombázó részecske a csupasz maghoz képest alacsonyabb Coulomb-gátat érez, és ez a hatáskeresztmetszet növekedését jelenti a csupasz atommagokra vonatkozó értékekkel összevetve. Az elektronárnyékolás az  $U_e$  elektronárnyékolási potenciállal jellemezhető, és az árnyékolt  $\sigma_s(E)$  és a csupasz atommagra vonatkozó  $\sigma_b(E)$  hatáskeresztmetszetek aránya felírható

$$\sigma_s(E)/\sigma_b(E) = E(E + U_e)^{-1} \exp(\pi\eta U_e/E) \quad (3)$$

alakban, ahol  $\eta$  a 2. egyenletben is szereplő Sommerfeld-együttható,  $E$  pedig a bombázó energia tömegközépponti rendszerben.

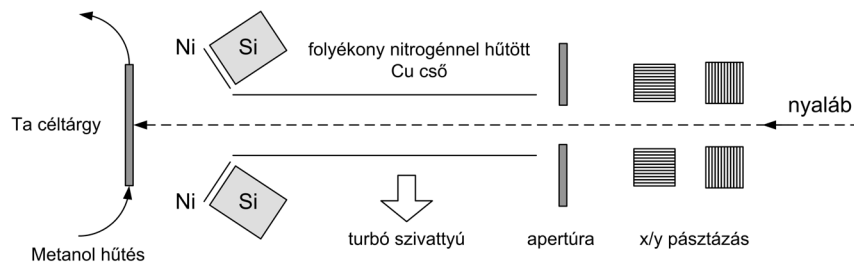
A hatáskeresztmetszet növekedésének mértékét (az  $U_e$  elektronárnyékolási potenciált) az elméleti számítások rendre alábecsülik mintegy 50%-kal. A  $d(d,p)t$  reakció esetében is hasonló a helyzet, gázcéltárgyon történő mérésből Greife  $U_e = 25 \pm 5$  eV [24] értéket határozott meg, míg az elméleti adiabatikus felső határ csupán 14 eV.

Deutériumból azonban nemcsak gázcéltárgy készíthető, hanem implantált céltárgy is, melyet a deutérium szilárd anyagba történő implantálásával állítanak elő. A hagyományos magfizika energiatartományában egy reakció hatáskeresztmetszete független a céltárgyelőállítási technikától, a céltárgyak típusának kiválasztásánál technikai szempontok érvényesülnek. A  $d(d,p)t$  reakció esetében azonban két, szilárd céltárgyon történt mérés [25, 26] részben egymásnak, részben pedig a gázcéltárggyal történt mérésnek is ellentmondó eredményeket adott.

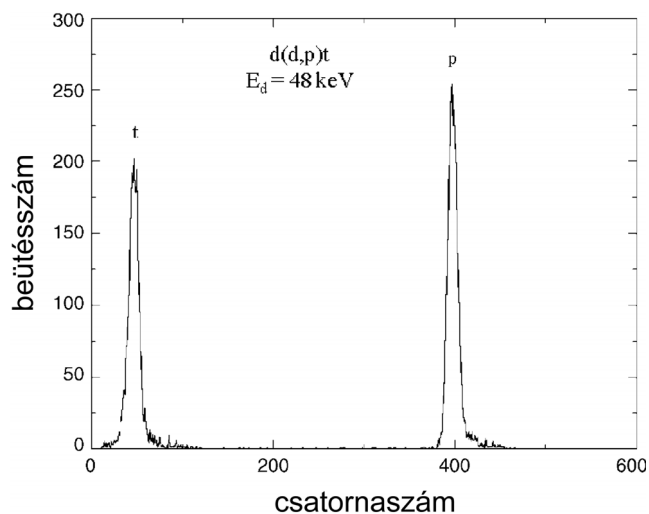
Ezért szisztematikus vizsgálatba kezdtünk a  $d(d,p)t$  reakciónál fellépő elektronárnyékolás vizsgálatára különböző fémes közegekben. A  $d(d,p)t$  magreakciót fémes közegben úgy lehetséges vizsgálni, hogy implantált deutérium céltárgyat használunk. Mivel a  $d(d,p)t$  reakció vizsgálata maga is deutérium implantációjával jár, a céltárgy telítésig történő implantációja célszerű a hozamstabilitás biztosítása miatt. Első méréseinket tantál közegben végeztük, ezért a módszer ismertetését is tantálba implantált deutérium céltárggyal történt eredményekkel illusztrálom.

A mérési elrendezést mutatom be a 28. ábrán. A mérésekre a bochumi Ruhr Egyetem 100 kV-os gyorsítóját használtuk  $E_d = 4 - 100$  keV bombázó energia tartományban, kb. 60  $\mu$ A nyalábintenzitás mellett. A reakciótermékeket négy

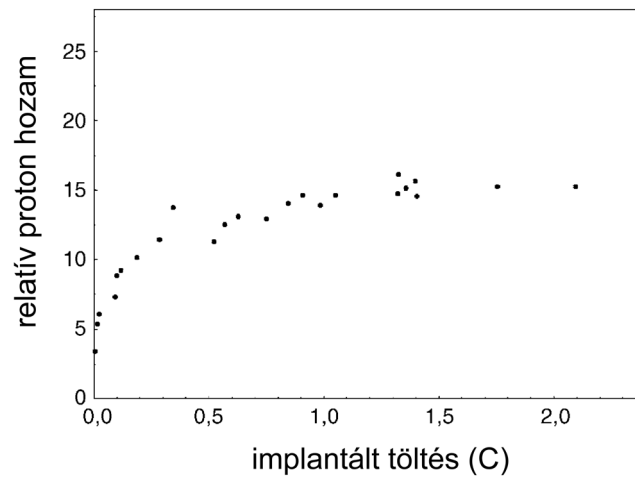
nagyfelületű ( $600 \text{ mm}^2$ ) szilíciumdetektorral mértük. A részecskék energiaspektrumát mutatja a 29. ábra. A keletkezett protonok és tríciumok jól szeparálhatók. A kiértékelésekhez a protonhozamokat használtuk fel. A céltárgy készítése minden esetben a hátlap kriptonnal történő bombázásával kezdődött, ezzel távolítottuk el azt a kb. száz atomi réteget, amely szennyezést tartalmazhatott, vagy oxidálódhatott. Második lépésként deutériumot implantáltunk a telítési hozam eléréséig. A telítési hozam elérését a  $d(d,p)t$  reakcióból származó protonhozamból állapítottuk meg, mint az a 30. ábrán látható. A telítési hozam elérését ellenőriztük több energián az  $E_d = 30 - 90 \text{ keV}$  tartományban.



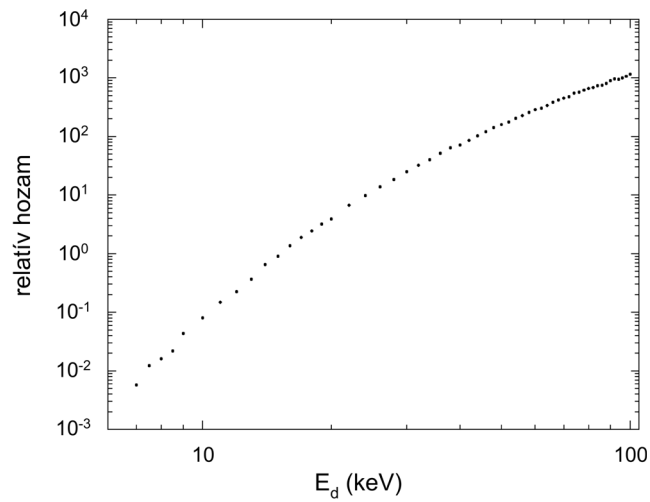
28. ábra. A  $d(d,p)t$  elektronárnyékolási mérés elrendezésének sematikus rajza



29. ábra. A  $d(d,p)t$  reakcióból származó részecskék energiaspektruma szilíciumdetektorral mérve  $E_d = 48 \text{ keV}$  bombázó energián

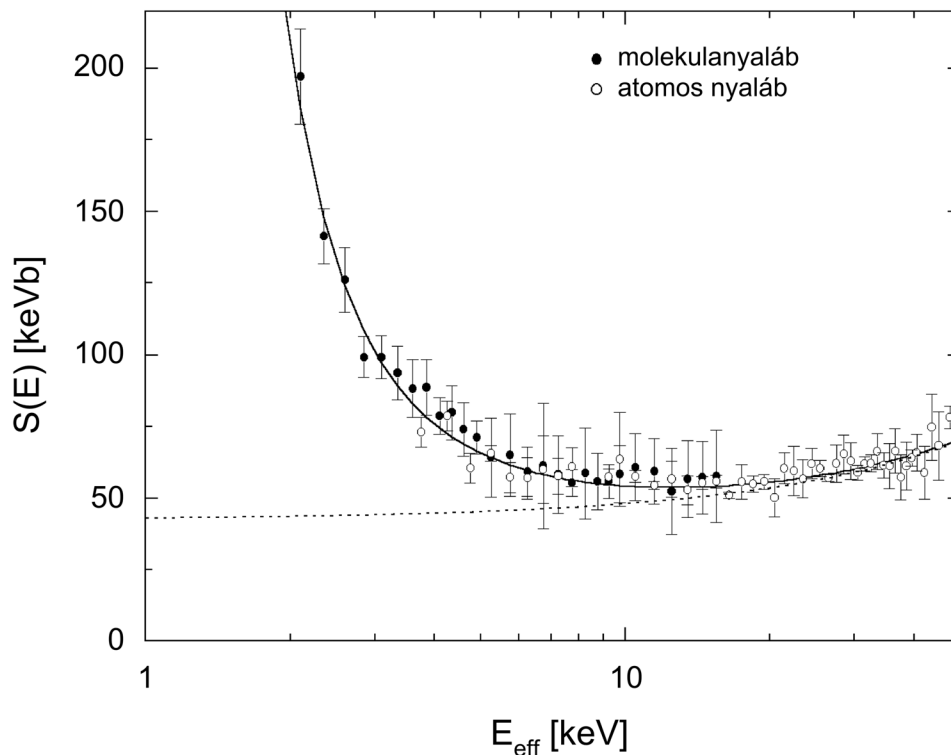


30. ábra. A  $d(d,p)t$  reakció protonhozama a tantál hátlapba implantált deutérium mennyiségének függvényében



31. ábra. A  $d(d,p)t$  reakció hozama tantál hátlapon relatív egységekben a bombázó energia függvényében

Céltárgyaink a vizsgált bombázóenergia-tartományban végtelen vastag céltárgynak tekinthetők, ezért a mérés során kis lépésekben integrális hatáskeresztmetszetek sorozatát mértük meg, majd ebből a kiértékelés során határoztuk meg a differenciális hozamot, amelyből hatáskeresztmetszetet, illetve S-faktort adtunk meg. A 31. ábrán látható a vastag céltárggyal kapott integrális hozamgörbe. A mérés során atomos ( $D_1^+$ ) és molekulanyalábot ( $D_3^+$ ) is használtunk. A differenciálás módszerével kapott hatáskeresztmetszet értékeket normáltuk egy korábbi méréshez olyan magas energián, ahol az elektronárnyékolás már elhanyagolható. A normálás Greife [24] mérési adataira történt az  $E_d = 80 - 100$  keV bombázóenergia-tartományban. A normálási faktor ugyanakkor információt hordoz az implantált céltárgy deutériumtartalmáról is.



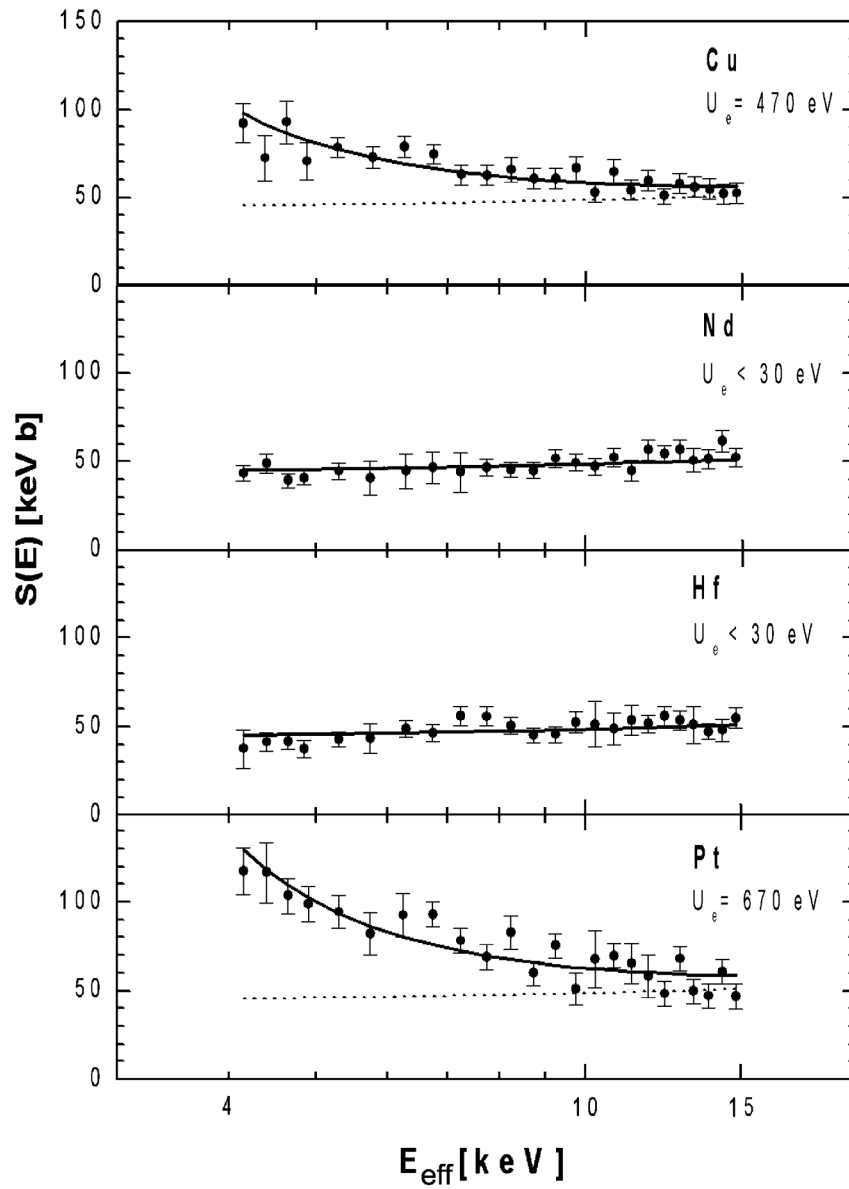
32. ábra. A  $d(d,p)t$  reakció  $S$ -faktora Ta hátlap esetében. Folytonos vonal jelzi az  $U_e = 309 \pm 12$  eV elektronárnyékolási potenciált eredményező illesztést, szaggatott vonal pedig a csupasz magra vonatkozó extrapolációt.

Mérési eredményeink összefoglalása tantál közeg esetén a 32. ábrán látható. A kapott elektronárnyékolási potenciál  $U_e = 309 \pm 12$  eV [T2b:12] egy nagyságrenddel nagyobb tantál közeg esetén, mint a korábbi gázcéltárgy mérésnél ( $U_e = 25 \pm 5$  eV [24]).

Tantál közegre vonatkozó eredményeink ismeretében a már kidolgozott mérési eljárással szisztematikus vizsgálatba kezdtünk a különböző fémes közegek hatásának megismerésére. Az elmúlt évek során a periódusos rendszer jelentős számú elemére végeztünk méréseket [T2b:13, T2b:15c, T2b:14c, T2b:16]. Méréseink azt mutatják, hogy szobahőmérsékleten nem minden fém okoz anomális elektronárnyékolást a d(d,p)t reakcióban. A 33. ábrán példaként bemutatok két olyan fémen (Nd, Hf) történt mérés eredményét is, amelyekre nem tapasztaltunk anomális viselkedést.

Eredményeinket a 34. ábrán foglalom össze. A szisztematikus vizsgálat alapján megállapíthatjuk, hogy a szigetelők nem mutatnak anomális effektust. Ezt az a mérésünk is alátámasztja, amelyet  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -n végeztünk. A vezetők között azok a fémek nem mutatnak anomális effektust, amelyek szobahőmérsékleten nagy mennyiségű deutériumot tudnak a kristályrácsban megkötni, így a közeg tulajdonsága megváltozik, már nem tekinthető fémnek. Mivel az implantálható deutérium mennyisége jelentősen csökken a hőmérséklet növelésével, magasabb, kb.  $200^\circ\text{C}$  hőmérsékletű céltárgy használatával az eddig anomális effektust nem mutató fémek esetében is jelentős elektronárnyékolás várható. Ennek bizonyítására  $200^\circ\text{C}$ -ra hevített céltárgyakon is elvégeztük az elektronárnyékolási potenciál vizsgálatát. Eredményeink szerint a magasabb hőmérséklet miatti kisebb implantálási deuteron koncentráció arra vezet, hogy a szobahőmérsékleten alacsony elektronárnyékolási potenciál megnő, amint ez a 35. ábrán a Hf esetében látható. Annak bizonyítására, hogy ez a hőmérsékletfüggés nem az új mérési elrendezés szisztematikus hibája, szigetelők hőmérsékletfüggését is megvizsgáltuk, és elvárásainknak megfelelően azt tapasztaltuk, hogy azokra  $200^\circ\text{C}$ -on sem nő meg az elektronárnyékolási potenciál.

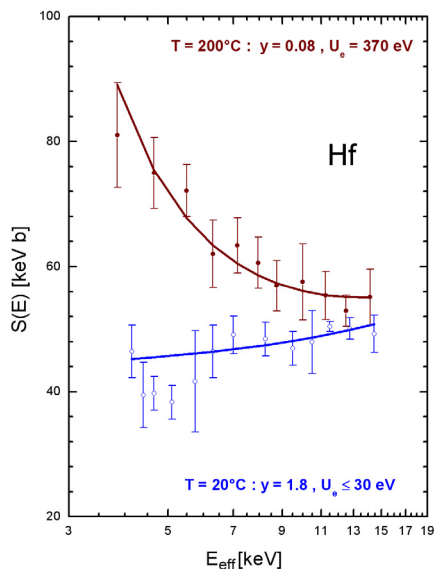
Ha a fémekben a szabad elektronok okozzák a megfigyelhető anomális elektronárnyékolási potenciált, akkor az elektronárnyékolási potenciálból számolt szabadelektron-sűrűség meg kell, hogy egyezzen az irodalmi szabadelektron-sűrűség értékekkel. A 36. ábrán mutatom be a méréseinkből számolt és irodalmi szabadelektron-sűrűség értékek összehasonlítását. Megállapítható, hogy az egyezés a mérések hibáit is figyelembe véve megfelelő [T2b:16]. Úgy tűnik tehát, hogy az elektronárnyékolás mértéke a fémes közeg szabadelektron-koncentrációjával mutat korrelációt, ezért az ilyen közegek vizsgálata közelebb vezethet bennünket a csillagplazmákban lejátszódó magreakciók Debye-Hückel sugárral jellemzett árnyékolási folyamatának megértéséhez.



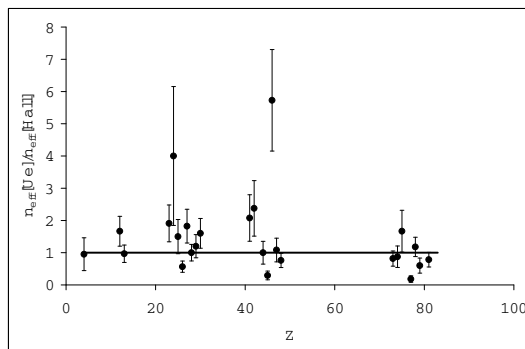
33. ábra. A  $d(d,p)t$  reakció  $S$ -faktora Cu, Nd, Hf és Pt hátlapok esetében. Folytonos vonalak jelzik az  $U_e$  elektronárnyékolási potenciált eredményező illesztést, szaggatott vonalak pedig a csupasz magra vonatkozó extrapolációkat. Míg a Cu és Pt közegek anomális elektronárnyékolást mutatnak, a Nd és Hf közegekre szobahőmérsékleten nem tapasztalható anomália.

1	2																18
1	H																2
3	Li	Be															10
11	Na	Mg															18
19	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	36
37	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	54
55	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	86
Lantanidák																	
57	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb			

34. ábra. A periódusos rendszer elemeinek osztályozása a d(d,p)t reakcióban fellépő elektronárnyékolásra való hatásuk alapján szobahőmérsékleten. Sötéttel jelölöm azokat az elemeket, amelyek jelentősen növelik az elektronárnyékolást, szürkével azokat, amelyeket tanulmányoztunk, de nem mutatnak megnövelt elektronárnyékolást. A fehérén hagyott elemekre nem történt mérés.



35. ábra. A d(d,p)t reakció  $S$ -faktora Hf hátlap esetében szobahőmérsékleten (alul), és 200°C-on (felül). A folytonos görbék az elektronárnyékolási potenciált eredményező illesztést jelölik. Megfigyelhető, hogy ha a deutériumkoncentráció ( $y$ ) a fémbe kb. huszadrészére csökken a hőmérséklet emelésével, az elektronárnyékolási potenciál értéke anomális növekedést mutat.



36. ábra. A  $d(d,p)t$  reakció szobahőmérsékleten meghatározott  $U_e$  elektronárnyékolási potenciáljából számolt  $n_{\text{eff}}[U_e]$  és az irodalmi  $n_{\text{eff}}[\text{Hall}]$  szabadelektron sűrűségek arányai a fémes közeg rendszámának függvényében.

## Saját hozzájárulás

A fenti méréseket a bochumi Ruhr Egyetemmél együttműködésben az ottani DTL Laboratórium gyorsítóján végeztük. 2000-2004 között évente két hónapot töltöttem a mérésekkel Bochumban DFG-MTA támogatással, döntő részt vállaltam a mérési elrendezés kiépítésében és tesztelésében, valamint a mérésekben, és az eredmények értelmezésében.

## Kitekintés

Fékezőképesség-méréseink meglepő eredménye arra hívja fel a figyelmet, hogy az önmagukban is rendkívül bonyolult, ám az asztrofizika számára elegendhetetlen kisénergiajú hatáskeresztmetszet-mérések szisztematikus hibával terheltnek lehetnek. Ennek oka a mérések során felhasznált, ám kis energián nem ellenőrzött fékezőképesség táblázatok felhasználásában keresendő. Ezért további fékezőképesség mérések szükségesek különböző részecske-közeg kombinációkra.

A fémes közeg szabadelektron-koncentrációja vizsgálható elektronbefogással bomló radioaktív izotóp felezési idejének vizsgálatával. Egy ilyen izotóp a  $^7\text{Be}$ , melynek felezési ideje ( $T_{1/2} = 53$  nap) nagy pontossággal határozható meg. Az ATOMKI ciklotronjával előállított  $^7\text{Be}$  izotópot a Nápolyi Egyetem Gyorsítólaboratóriumának gyorsítójával radioaktív nyalábként különböző, elektronárnyékolás szempontjából tanulmányozott fémekbe implantálva [27, 28] korrelációt keresünk a  $^7\text{Be}$  felezési idejének változása és az elektronárnyékolás növekedése között [29]. Ez a mérés már előrevetíti a felezési idők mérésének



fontosságát, melyet a 3.1. fejezetben további példákkal bizonyítok.

### 3. Magfizikai adatok és a nukleáris asztrofizika

#### Kivonat

A nukleáris asztrofizika jellegzetessége, hogy sok esetben az asztrofizikai problémák új megvilágításba helyeznek olyan magfizikai adatokat, melyek vizsgálatát korábban a magfizika lezártak tekintette. A  $^{44}\text{Ti}$  izotóp szupernóvában történő keletkezését kimutató csillagászati észlelések értelmezéséhez új, radioaktív nyaláb implantálásán alapuló módszert dolgoztunk ki az izotóp felezési idejének megmérésére [T3a:18c], és eredményeinkkel csökkent a „Kassiopeia A” szupernóvában keletkezett  $^{44}\text{Ti}$  becsült mennyiségének szisztematikus hibája [T3a:19]. A  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejét hagyományos módszerrel, egy rendkívül stabil adatgyűjtő rendszer összeállításával mértük meg [T3a:20c], ezen eredményeink az asztrofizikai p-folyamatban fontos  $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$  reakció hatáskeresztmetszetének megbízhatóságát növeksztik.

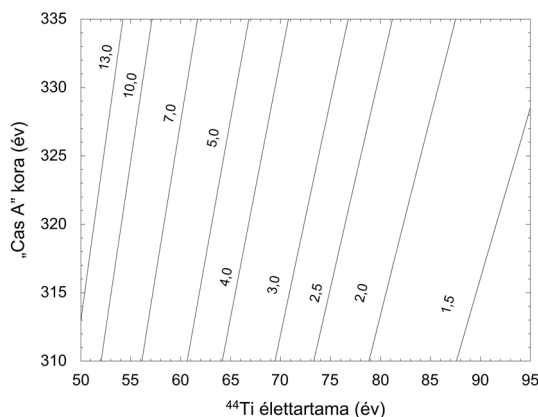
Az asztrofizikai p-folyamatot modellező reakcióhálókból az alfa-részecskék által indukált befogási reakciók hozamainak számításához használt statisztikus modell érzékeny az optikai potenciál paramétereire. A Darmstadti Műszaki Egyetemmel együttműködésben a  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  és  $^{112}\text{Sn}$  protongazdag p-magokon történt alacsony energiájú rugalmas szórás kísérleteinkből optikai potenciálokat határoztunk meg [T3b:21, T3b:25c, T3b:26c], melyeket a statisztikus modellben használtunk a p-magok keletkezéséért döntően felelős reakciók hatáskeresztmetszeteinek becslésére.

#### 3.1. Felezési idő-mérések

##### 3.1.1. A $^{44}\text{Ti}$ felezési ideje

Ha a nehéz elemek szupernóvák robbanásakor keletkeznek, akkor kézenfekvő, hogy a szupernóvákat modellező asztrofizikai számításokat úgy ellenőrizzük, hogy egy izotóp jóslott és ténylegesen észlelt mennyiségét összehasonlíttjuk egy adott szupernóvában. A  $^{44}\text{Ti}$  izotópot a „Kassiopeia A” szupernóvában figyelték meg a COMPTEL nagyenergiájú gamma-sugárzást detektáló űrtávcsővel az izotóp bomlására jellemző  $E_\gamma = 1,1 \text{ MeV}$  gamma-energiánál [30]. Az észlelt gamma-fluxusból, a szupernóva távolságából és kitörésének dátumából a felezési idő ismeretében megállapíthatjuk a robbanáskor keletkezett  $^{44}\text{Ti}$  mennyiségét. A fenti szupernóva azonban több, mint 300 éves, és mivel a  $^{44}\text{Ti}$  felezési ideje kb. 60 év, a felezési idő nagy pontosságú ismerete nélkül nem lehet megadni a szupernóvában keletkezett anyagmennyiséget. A 37. ábrán látható, hogyan függ a szupernóvában keletkezett  $^{44}\text{Ti}$  észlelések alapján szá-

molt tömege az izotóp élettartamától, valamint a szupernóva kitörésének dátumától.

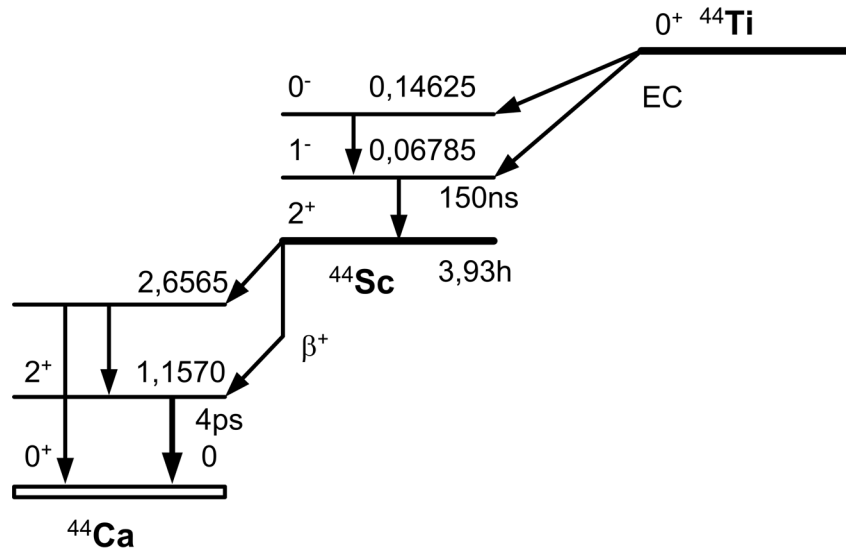


37. ábra. A „Kassziópea A” szupernóvában észlelt  $^{44}\text{Ti}$  tömeg függése a  $^{44}\text{Ti}$  élettartamától és a szupernóva korától. A különböző egyenesek különböző  $10^{-4}$  naptömeg egységnyi  $^{44}\text{Ti}$  tömegnek felelnek meg. Megjegyzendő, hogy a szupernóva kitörésének dátuma sem ismert pontosan.

A  $^{44}\text{Ti}$  bomlási sora látható a 38. ábrán. A bomlások során a  $^{44}\text{Ca}$  legerjesztődése során kibocsátott  $E_\gamma = 1,1$  MeV gamma-sugárzás mellett kisebb energiájú komponensek is megjelennek a  $^{44}\text{Sc}$  gerjesztett állapotaiból. Noha a szupernóva észlelések kizárólag a magasabb energiájú komponensre korlátozódnak, a laboratóriumban a kisenergiájú átmenetek is tanulmányozhatók.

Az ilyen tartományba eső felezési idők mérése nehézkes, mert a bomlási görbéből csak hosszú, három-ötéves mérés során kaphatunk a felezési időről kellő pontosságú információt, de az ilyen hosszú idejű mérések során önmagában komoly problémát jelent a mérőrendszer stabilitásának kérdése is. A probléma megjelenik a  $^{44}\text{Ti}$  felezési idejére vonatkozó korábbi mérési eredményekben is; a különböző mérések 39. ábrán bemutatott 1996 előtt publikált eredményei [31, 32, 33, 34, 35, 36] nagy szórást mutatnak.

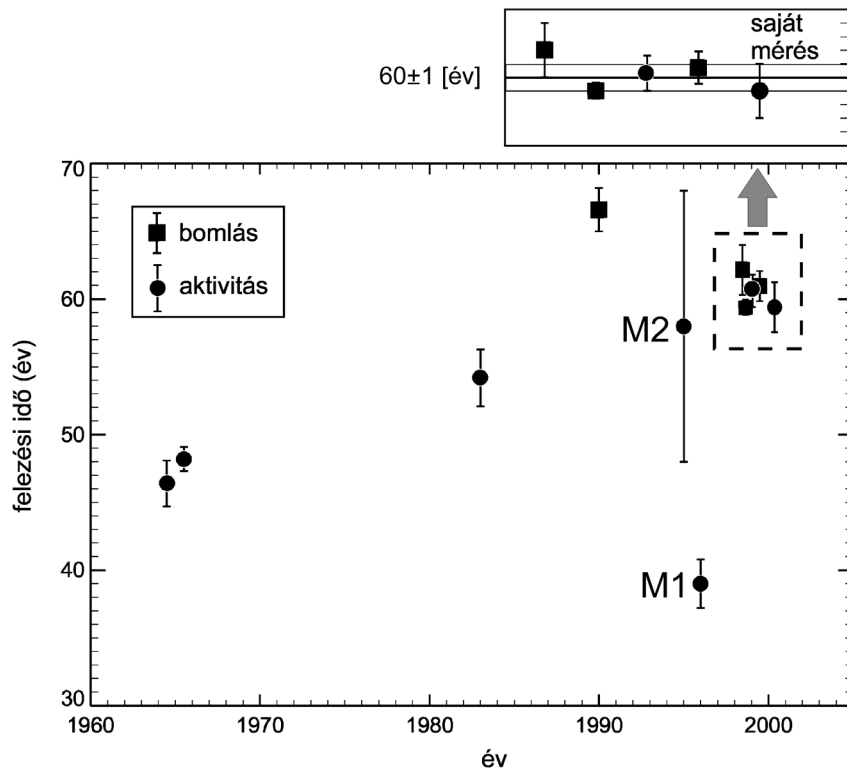
Radioaktív nyaláb alkalmazásával viszont jóval rövidebb méréssel is megbízható eredményhez lehet jutni. Az első ilyen próbálkozás Meissner nevéhez fűződik, eredménye azonban jelentősen eltér nemcsak korábbi mérésekétől, hanem két publikációja is ellentmondásos [35, 36], tovább növelve ezzel a  $^{44}\text{Ti}$  felezési idejének bizonytalanságát. Emiatt Görres [37] a  $^{44}\text{Ti}$  felezési idejét  $^{22}\text{Na}$  és  $^{44}\text{Ti}$  izotópot egyaránt tartalmazó radioaktív nyalábbal a  $^{22}\text{Na}$  jól ismert felezési idejéhez normálva mérte meg. A mérésre az ad lehetőséget, hogy

38. ábra. A  $^{44}\text{Ti}$  bomlási sora

egyrészt a  $^{22}\text{Na}$  és  $^{44}\text{Ti}$  esetében a tömegszám és rendszám aránya ugyanaz, tehát egy tömegszeparátor alkalmas beállításával mindkét izotópot egyidejűleg lehet radioaktív nyalábként előállítani. Ugyanakkor a  $^{22}\text{Na}$  radioaktív, és felezési ideje nagy pontossággal ismert ( $T_{1/2} = 2,6019 \pm 0,0004$  év), sőt a bomlásából származó gamma-sugárzás energiája ( $E_\gamma = 1,27$  MeV) is a  $^{44}\text{Ti}$ -hez hasonló.

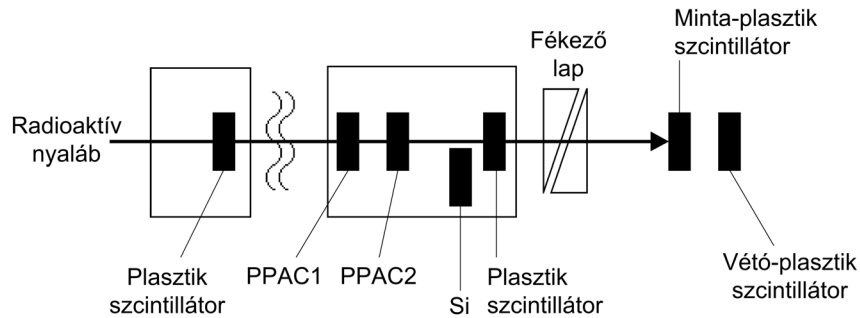
Ezek a feltételek más mérendő izotópokra nem feltétlenül teljesülnek, ezért célunk egy olyan módszer kidolgozása volt, amely megszorítások nélkül használható a radioaktív nyalábként előállítható hosszú felezési idejű izotópok tartományában. Mérésünk során a japán RIKEN kutatóintézet radioaktív nyalábot előállító gyorsítórendszerén  $^{44}\text{Ti}$  izotópot tartalmazó nyalábot implantáltunk egy céltárgyba, majd meghatároztuk a céltárgy aktivitását. A nyalábmonitorrendszerrel megállapítható, mennyi  $^{44}\text{Ti}$  atommag ágyazódott be, az aktivitás meghatározása pedig jóval rövidebb idő alatt megoldható, mint a felezési idő meghatározása egy forrás bomlási görbéjének követésével. A módszer során egyaránt fontos az implantált izotópmennyiség ismerete, és a mért  $^{44}\text{Ti}$ -aktivitás pontossága. Ezért a mérés mindkét részletének fontosabb vonásait ismertetem.

A radioaktív nyalábok előállításainak általános kérdéseit a 4. fejezetben érintem. A RIKEN általunk használt gyorsítórendszerén (4. fejezet 58. ábra) mintegy 90 MeV/nukleon energiájú stabil  $^{46}\text{Ti}$  nyaláb berillium céltárggyal



39. ábra. A  $^{44}\text{Ti}$  mért felezési ideje az 1996 előtti, és az új saját eredményt is tartalmazó mérési adatokkal. M1 és M2 jelöli Meissner radioaktív nyalábbal történő méréseit [35, 36].

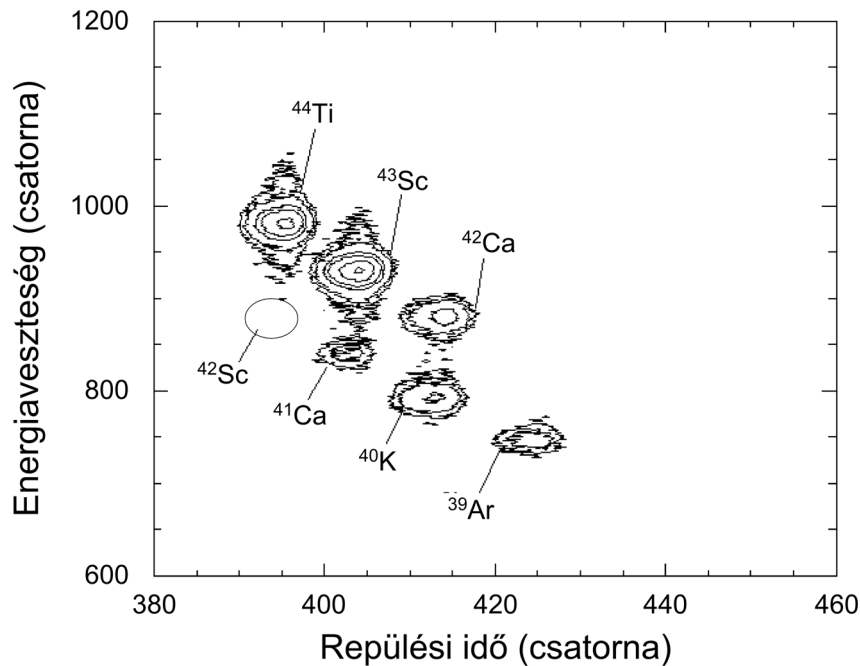
ütközve fragmentációt szenved és a többek között keletkező  $^{44}\text{Ti}$  tömegszeparátorral (4. fejezet 61. ábra) elválasztható. Mérési elrendezésünket a 40. ábrán mutatom be. A nyaláb energiáját vékony plasztikszcintillátorok közötti repülési idő mérésével határoztuk meg. A részecskeazonosításhoz szükséges energiavesztéséget vékony szilíciumdetektorral, a nyaláb pozícióját a céltárgyon pedig pozícióérzékeny gázdetektorokkal (PPAC [38]) mértük. Egy változtatható vastagságú fékezőközeg szolgált az implantációs energia finomhangolására. A beérkező részecskék pontos számának meghatározása érdekében a nyalábot úgynevezett aktív mintába implantáltuk. Az aktív minta — esetünkben egy 1 mm vastagságú plasztikszcintillátor — a besugárzás során detektorként észlelte a beérkező ionokat, a besugárzás után pedig e szcintillátornak az implantált  $^{44}\text{Ti}$ -ből származó aktivitását mértük.



40. ábra. A  $^{44}\text{Ti}$  besugárzás mérési elrendezése. Az ábra magyarázata a szövegben található.

Mivel a RIPS tömegszeparátorral ebben a tömeg- és energiatartományban nem lehetséges 100%-os tisztaságú  $^{44}\text{Ti}$  nyalábot létrehozni, az implantált  $^{44}\text{Ti}$  mennyiségének meghatározásához egyaránt ismernünk kell a mintába implantált összes részecske számát, valamint a nyalábban a  $^{44}\text{Ti}$  arányát. Az implantált részecskék számát az aktív minta felvillanásaiból kapjuk meg. Az izotóparány meghatározására általában dE-E mérés alapján történő részecskeazonosítás szolgál, ahol az energiavesztéseket vékony szilíciumdetektorokkal mérjük. Mérésünk során azonban a nyaláb intenzitása meghaladta a  $10^5/\text{s}$  értéket, és ilyen intenzitás mellett szilíciumdetektorok nem használhatók. Ezért a tömegszeparátort nem a maximálisan elérhető  $^{44}\text{Ti}$  intenzitásra optimalizáltuk, hanem olymódon, hogy a nagy intenzitás mellett is mérhető repülési idő spektrum önmagában elegendő legyen a  $^{44}\text{Ti}$  arányának meghatározására. Esetünkben ez a  $^{42}\text{Sc}$  szennyezés kiszűrését jelenti. A 41. ábrán látható, hogy a tömegszeparátor speciális beállítása mellett a  $^{44}\text{Ti}$  izotóppal azonos repülési idővel várható  $^{42}\text{Sc}$  nincs jelen. Mivel a repülési időt nagy beütésszám mellett is működő plasztikszcintillátorokkal mérjük, a mérés teljes ideje alatt kontrollálható a  $^{44}\text{Ti}$  aránya. Szimulációs számítások [39] szerint ez a speciális tömegszeparáció más hosszú élettartamú izotópokra, (pl.  $^{32}\text{Si}$ ,  $^{39}\text{Ar}$ ) is megvalósítható.

A besugárzás során ellenőriztük az implantált részecskéknek a mintában történő eloszlását. Ehhez a minta mögé helyezett „vétó” plasztikszcintillátor hozamát hasonlítottuk össze a minta-szcintillátor hozamával különböző energiájú nyalábok mellett. A nyaláb energiájának finomhangolását egy változtatható vastagságú passzív energiacsökkentő lapkapárral oldottuk meg. Tesztmérésünk eredményét foglalja össze a 42. ábra, melyen a vétó- és mintaszcintillátor beütésszámát tüntettem fel az energiacsökkentő lap vastagságának függvényében.



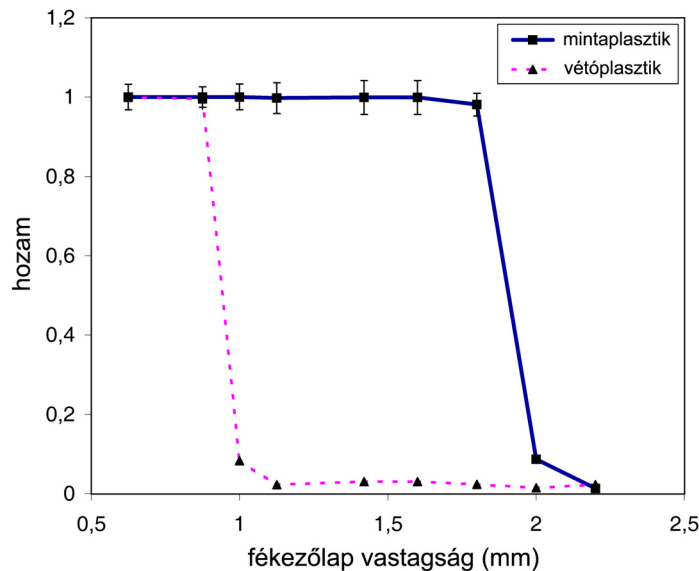
41. ábra. A  $^{44}\text{Ti}$  besugárzás során használt kevert nyaláb részecskeazonosítási spektruma. A nyaláb különlegessége az ábrán jelölt tartományban várható  $^{42}\text{Sc}$  hiánya.

gvényében. A lap kis vastagsága esetén a részecskeenergia nagy, a nyaláb nem áll meg a minta-szcintillátorban, hanem tovább haladva jelt ad a vétő-szcintillátorban is. Túl vastag fékezőlapon esetén már a mintát sem éri el a nyaláb. A kettő közötti tartomány használható a besugárzáshoz.

A minta gamma-aktivitását egy, a laboratóriumi háttér ellen jól árnyékolt nagy hatásfokú germánium detektorral határoztuk meg. A 43. ábrán mutatom be a minta gamma-spektrumát, melyen a laboratóriumi háttérvonalakon kívül csupán a  $^{44}\text{Ti}$  bomlásából származó vonalak észlelhetők.

Eredményünket ( $T_{1/2} = 60 \pm 1$  év) a 39. ábrán a kinagyított részben, több új eredménnyel együtt mutatom be. A kidolgozott új módszer [T3a:18c, T3a:19] előnyét mutatja, hogy az új, bomlási görbét meghatározó eredmények [40, 41, 42] mérésünkhöz hasonló hibával rendelkeznek, ám e mérésekhez évek kellettek, míg az általunk ismertetett mérés esetén elegendő volt 1 hét besugárzás és 2 hét aktivitás-mérés.

A vázolt kísérletekkel meghatározható az izotópok felezési ideje földi körülmények között. Vajon ugyanennyi-e a felezési idő a szupernóvában is? Nem feltétlenül,



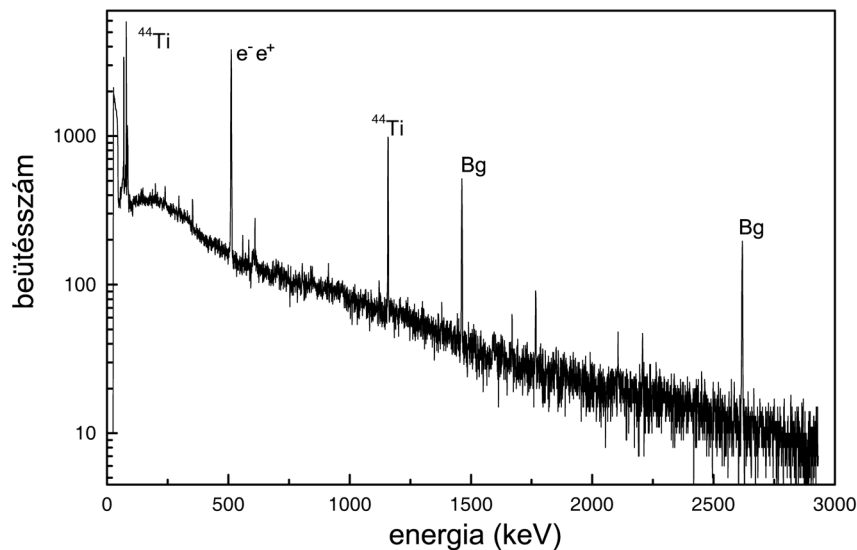
42. ábra. A  $^{44}\text{Ti}$  besugárzás során használt vétó- és mintaszczintillátor beütésszáma az energiacsökkentő lap vastagságának függvényében. Az optimális implantálási energia 1,5 mm vastag fékezőlap esetén állt elő.

mert a  $^{44}\text{Ti}$  elektronbefogással bomlik, így, ha a magas hőmérséklet miatt a  $^{44}\text{Ti}$  erősen ionizált állapotban van, akkor a felezési ideje megnő, egyszerűen a befogható elektron hiánya miatt [43]. Ezt a jelenséget sem lehetetlen kísérletileg tanulmányozni. A németországi GSI intézetben már tervezik, hogy  $^{44}\text{Ti}$  magokat injektálnak egy tárológyűrűbe, és ott az elektronoktól lefosztott mag felezési idejét mérik meg.

### 3.1.2. A $^{148}\text{Gd}$ felezési ideje

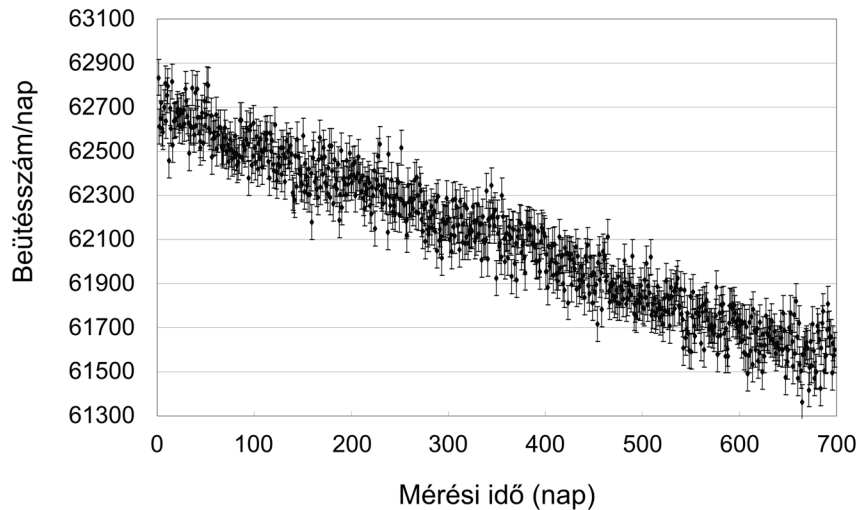
A 3.2. fejezetben részletesen ismertetett asztrofizikai p-folyamat kísérleti vizsgálataiban sugárzásos befogási folyamatok hatáskeresztmetszeteit mérik protonban gazdag vasnál nehezebb izotópokon. Ezeknél a méréseknél több esetben az aktivációs módszer (véges felezési idejű végmag bomlása alapján számított hatáskeresztmetszet) alkalmazható. Ilyen reakció a  $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ , melynek hatáskeresztmetszetét aktivációs módszerrel mértük [44]. A kapott hatáskeresztmetszet — és így a statisztikus modell számításaival történő összehasonlításból levont következtetések megbízhatósága — függ a  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejének pontos értékétől.





43. ábra. A  $^{44}\text{Ti}$  izotóppal besugárzott minta gamma-spektruma. A laboratóriumi háttér (Bg) mellett csak a  $^{44}\text{Ti}$  ad intenzív járulékot.

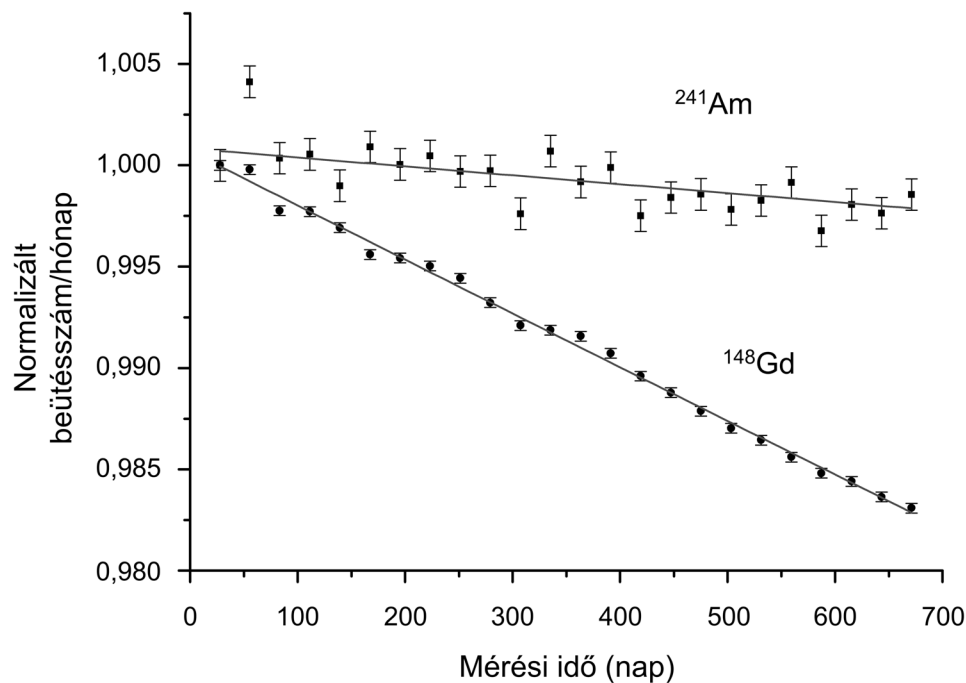
A  $^{148}\text{Gd}$  a ritkaföldfémek családjába tartozó  $N = 82$  mágikus neutronszám közeli alfa-bomló radioaktív izotóp, mely 100%-ban  $3182,68 \text{ keV} \pm 0,24 \text{ keV}$  [45] energiájú alfa-részecskék kibocsátásával bomlik. A  $T_{1/2} = 1 - 400$  év felezési idő tartományába eső izotópok esetében a felezési idő átlagos relatív hibája mintegy 3%, és a  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejének elfogadott relatív hibája is ebbe a hibatarományba esik a [46] kompiláció alapján:  $T_{1/2} = 74,6 \pm 3,0$  év. A kompilációban elfogadott felezési idő értéke azonban kizárólag egyetlen mérésen [51] alapul annak ellenére, hogy a  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejét más mérésekben is vizsgálták. Ha eltekintünk attól a két, ötvenes évekbeli eredménytől [47, 48], melyek csak felső határt vagy közelítő értéket adtak a  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejére, három egymástól független mérést találunk az irodalomban:  $T_{1/2} = 84 \pm 9$  év [49],  $97,5 \pm 6,5$  év [50], és a kompiláció által elfogadott  $74,6 \pm 3,0$  év [51]. A három fenti érték súlyozott átlaga  $T_{1/2} = 81 \pm 10$  év, melynek 12%-os szórása jóval nagyobb, mint az a kompilációban javasolt. Míg Prestwood [51] kizárólag a  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejét mérte, Siivola [49] és Friedman [50] adatot szolgáltatott a  $^{150}\text{Gd}$  felezési idejére is, melyre eredményeik és a ma elfogadott felezési idő hibahatáron belül egyezést mutatnak, tehát a  $^{150}\text{Gd}$ -ra vonatkozó eredmények alapján sem zárhatjuk ki a korábbi méréseket. A  $^{148}\text{Gd}$  felezési ideje mérési eredményeinek ellentmondásai miatt egy új mérést terveztünk a felezési idő meghatározására.



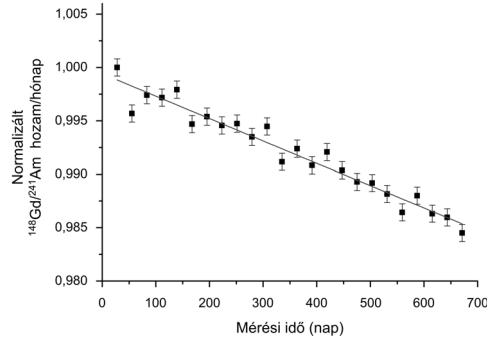
44. ábra. A  $^{148}\text{Gd}$  700 napos bomlási görbéje 24 órás mérések alapján

Nehéz izotópok radioaktív nyalábként történő szeparálása a különböző töltésállapotok miatt nehézkes, ezért ennél a mérésnél a  $^{44}\text{Ti}$  felezési idejénél használt módszer helyett a  $^{148}\text{Gd}$  bomlási görbét vettük fel. A méréshez alkalmas forrást a japán Niigata Egyetemen készítettük, mely során egy platinaelemre  $^{148}\text{Gd}$ -t és  $^{241}\text{Am}$ -t tartalmazó 0,1 M HCl-oldatot ülepítettünk, majd a forrást vékony aranyréteggel vontuk be. A  $^{241}\text{Am}$  felezési ideje nagy pontossággal ismert ( $T_{1/2} = 432,2 \pm 0,7$  év), ezért ez az izotóp jól használható a mérés referenciaforrásaként. A mérési elrendezésnél a fő cél a mérőrendszer hosszú idejű stabilitásának elérése volt. A forrásból kilépő alfa-részecskék hozamát közeli geometriában vékony szilíciumdetektorral mértük atmoszferikus nyomáson. A mért energiaspektrumban jól szeparálható a  $^{148}\text{Gd}$  ( $E_\alpha = 3,2$  MeV) és  $^{241}\text{Am}$  ( $E_\alpha = 5,5$  MeV) hozama. A mérés automata adatgyűjtő rendszerét úgy alakítottuk ki, hogy egyrészt szünetmentes tápegységgel védtük a rendszert a hálózat rövid idejű bizonytalanságai ellen, másrészt pedig hosszabb áramszünet után a rendszer újraindulásakor automatikusan folytatja a megkezdett mérést. A rendszer 700 napos működése alatt 24 óránként gyűjtöttünk spektrumokat, melyekből a  $^{148}\text{Gd}$  és  $^{241}\text{Am}$  hozamokat határoztuk meg. A 44. ábrán mutatom be a teljes bomlási görbét. A kevert forrásban a  $^{148}\text{Gd}/^{241}\text{Am}$  aktivitásarány kb. 10 volt, tehát a  $^{148}\text{Gd}$  hozamok relatív statisztikus hibája mindig kisebb, mint a  $^{241}\text{Am}$  esetében. A további analízis során exponenciális illesztéseket végeztünk mind a  $^{241}\text{Am}$  és  $^{148}\text{Gd}$  hozamokra (45. ábra), mind pedig a  $^{148}\text{Gd}/^{241}\text{Am}$  hozamarányokra (46. ábra) négyhetes mérések összegzésével.

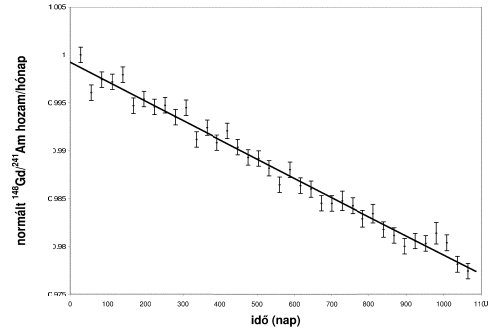
A hozamarányokból meghatározott felezési idő a relatív mérés miatt szisztematikus hibákkal kevésbé terhelt, ezért a  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejét a  $^{148}\text{Gd}/^{241}\text{Am}$  hozamarányok alapján, a  $^{241}\text{Am}$  jól ismert felezési idejét korrekcióba véve adtuk meg. Eredményünk  $T_{1/2} = 74,5 \pm 3,7$  év [T3a:20c] egyezést mutat Prestwood [51] eredményével, melyet a kompiláció [46] is elfogadott. Mivel a korábbi  $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$  hatáskeresztmetszet-mérésünk kiértékelésénél ugyancsak Prestwood eredményét használtuk, bebizonyítottuk, hogy az eredmény korrekcióra nem szorul. Az összeállított rendkívül stabil mérési elrendezésnek köszönhetően tovább folytattuk a bomlásgörbe vizsgálatát, és mérésünk hosszát 700 napról 1100 napra terjesztettük ki (47. ábra), melynek eredményeképpen a  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejének hibáját a korábbinak a felére csökkentettük, és az irodalomban a legpontosabb,  $T_{1/2} = 76,2 \pm 1,6$  év felezési időt adtuk meg. A 48. ábrán mutatom be, hogyan változik a felezési idő értéke és hibája, ha a hároméves adatsor egyre hosszabb részhalmozait értékeljük ki.



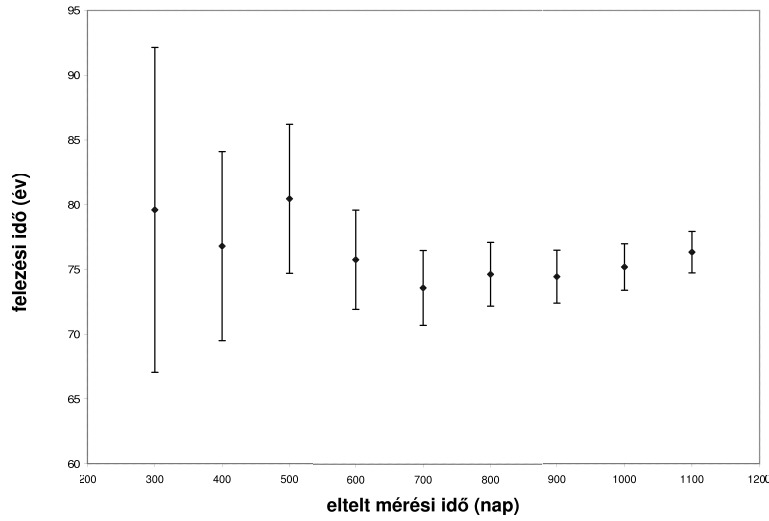
45. ábra. A  $^{148}\text{Gd}$  és  $^{241}\text{Am}$  bomlási görbéi exponenciális illesztésekkel. Az  $^{241}\text{Am}$  esetében az illesztés során a felezési időt az irodalmi értéknél rögzítettük.



46. ábra.  $^{148}\text{Gd}/^{241}\text{Am}$  hozamarányok az eltelt idő függvényében. A kapott felezési idő  $T_{1/2} = 74,5 \pm 3,7$  év egyezést mutat Prestwood [51] eredményével.



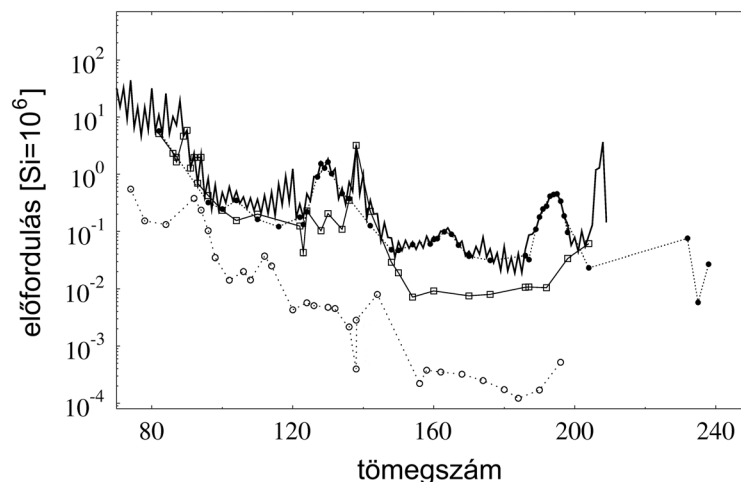
47. ábra.  $^{148}\text{Gd}/^{241}\text{Am}$  hozamarányok az eltelt idő függvényében 1100 napos mérés során. A kapott felezési idő  $T_{1/2} = 76,2 \pm 1,6$  év.



48. ábra. A  $^{148}\text{Gd}$  mért felezési ideje a mérési idő függvényében

### 3.2. Rugalmas alfa-szórás és az asztrofizikai p-folyamat

A vasnál nehezebb stabil izotópok zöme neutronbefogások és béta-bomlások sorozatával keletkezik az asztrofizikai s- és r-folyamat révén. Van azonban néhány olyan protongazdag izotóp, melyek nem épülhetnek fel e folyamatok során. Ezen ritka izotópokat p-magoknak nevezzük. A p-magok listáját [52] az 1. táblázatban közöljük. Az r- és s-folyamattal keletkezett stabil izotópok előfordulási arányaival összehasonlítva a p-magok rendkívül ritkák, átlagosan egy nagyságrenddel kisebb mennyiségben fordulnak elő, mint ahogy ez a 49. ábrán is látható. Ugyanakkor a p-magok előfordulási arányai korrelációt mutatnak az r- és s-izotópokkal. A p-magok nukleoszintéziséért felelős folyamat az s- és r-izotópokon lejátszódó  $(\gamma, n)$  reakciók sorozata, mellyel a neutrongazdag magok protongazdag magokká válnak [53, 54, 55]. A protongazdag magok tartományában, ahol a  $(\gamma, n)$  és  $(n, \gamma)$  reakciók egyensúlyba jutnak, már összemérhető valószínűséggel játszódhatnak le az izotópláncból kilépést jelentő  $(\gamma, \alpha)$  vagy  $(\gamma, p)$  reakciók, melyek hatáskeresztmetszetei döntően befolyásolják a p-magok becsült előfordulási arányait. A p-magok szintéziséért felelős p-folyamat (melyet az irodalomban a gamma-indukált reakciók fontossága miatt gamma-folyamatnak is neveznek) valószínű lejátszódási helye egy II. típusú szupernóva, melynek gamma-fluxusa indukálja a magreakciókat [56].



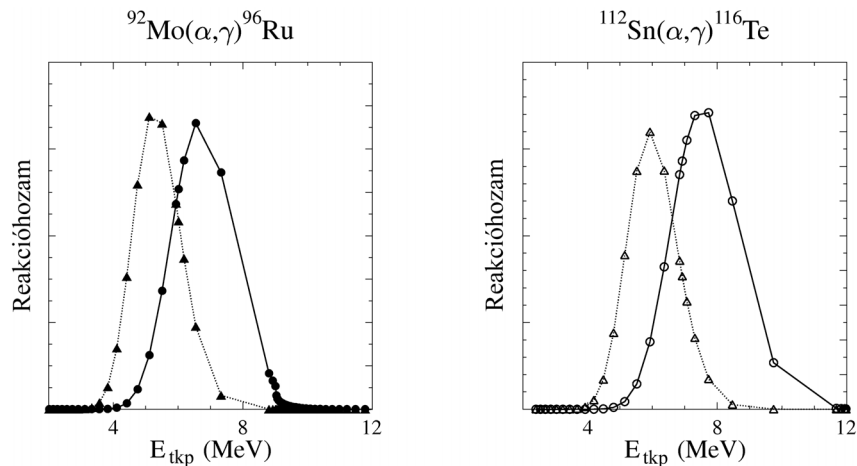
49. ábra. A p-magok körrel jelölt naprendszerbeli előfordulási gyakoriságai. Az összehasonlítás kedvéért ugyancsak ábráztuk az s-folyamattal (négyzet) és r-folyamattal (pont) keletkezett izotópokat.

1. táblázat. A 35 p-mag. A Si =  $10^6$  egységre normált előfordulási arány mellett feltüntettem a természetes izotópgyakoriságot is százalékos arányban [52].

Izotóp	Gyakoriság [Si = $10^6$ ]	Izotóparány (%)	Izotóp	Gyakoriság [Si = $10^6$ ]	Izotóparány (%)
$^{74}\text{Se}$	0.55	0.88	$^{132}\text{Ba}$	$4.53 \cdot 10^{-3}$	0.10
$^{78}\text{Kr}$	0.153	0.34	$^{138}\text{La}$	$4.09 \cdot 10^{-4}$	0.09
$^{84}\text{Sr}$	0.132	0.56	$^{136}\text{Ce}$	$2.16 \cdot 10^{-3}$	0.19
$^{92}\text{Mo}$	0.378	14.84	$^{138}\text{Ce}$	$2.84 \cdot 10^{-3}$	0.25
$^{94}\text{Mo}$	0.236	9.25	$^{144}\text{Sm}$	$8 \cdot 10^{-3}$	3.10
$^{96}\text{Ru}$	0.103	5.52	$^{152}\text{Gd}$	$6.6 \cdot 10^{-4}$	0.20
$^{98}\text{Ru}$	0.035	1.88	$^{156}\text{Dy}$	$2.21 \cdot 10^{-4}$	0.06
$^{102}\text{Pd}$	0.0142	1.02	$^{158}\text{Dy}$	$3.78 \cdot 10^{-4}$	0.10
$^{106}\text{Cd}$	0.0201	1.25	$^{162}\text{Er}$	$3.51 \cdot 10^{-4}$	0.14
$^{108}\text{Cd}$	0.0143	0.89	$^{164}\text{Er}$	$4.04 \cdot 10^{-3}$	1.61
$^{113}\text{In}$	$7.9 \cdot 10^{-3}$	4.3	$^{168}\text{Yb}$	$3.22 \cdot 10^{-4}$	0.13
$^{112}\text{Sn}$	0.0372	0.97	$^{174}\text{Hf}$	$2.49 \cdot 10^{-4}$	0.16
$^{114}\text{Sn}$	0.0252	0.66	$^{180}\text{Ta}$	$2.48 \cdot 10^{-6}$	0.01
$^{115}\text{Sn}$	0.0129	0.34	$^{180}\text{W}$	$1.73 \cdot 10^{-4}$	0.13
$^{120}\text{Te}$	$4.3 \cdot 10^{-3}$	0.09	$^{184}\text{Os}$	$1.22 \cdot 10^{-4}$	0.02
$^{124}\text{Xe}$	$5.71 \cdot 10^{-3}$	0.12	$^{190}\text{Pt}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	0.01
$^{126}\text{Xe}$	$5.09 \cdot 10^{-3}$	0.11	$^{196}\text{Hg}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$	0.15
$^{130}\text{Ba}$	$4.76 \cdot 10^{-3}$	0.11			

A p-magok nukleoszintézisét leíró reakcióhálók — kísérleti adatok hiányában — statisztikus modellel számolt hatáskeresztmetszeteket [57, 58] használnak a fenti gamma-indukált reakciókra. Míg gamma-indukált reakciók közvetlen kísérleti tanulmányozása az elérhető gamma-források kis intenzitása miatt [59] egyelőre nem lehetséges, az inverz (p, $\gamma$ ) és ( $\alpha$ , $\gamma$ ) reakciók tanulmányozása közvetlenül teszteli a statisztikus modellt a p-folyamatra jellemző tömeg- és hőmérséklettartományban. A 50. ábrán a  $^{92}\text{Mo}(\alpha,\gamma)^{96}\text{Ru}$  és  $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$  reakciókra mutatom be a Gamow-ablak tartományát különböző hőmérsékleteken. Látható, hogy ebben a hőmérséklet- és tömegtartományban az  $E_{tkp} = 4 - 10$  MeV közötti hatáskeresztmetszet-adatok a fontosak.

Az elmúlt évek során olyan kísérleti elrendezést fejlesztettünk ki az ATOMKI-ben [60], amellyel lehetővé vált alacsony energiás ( $\alpha,\gamma$ ) [61, 62, 63, 64] és (p, $\gamma$ ) [65, 66, 67] hatáskeresztmetszetek mérése a p-izotópok tartományában. A szupernóva hőmérsékletének ismeretében a hatáskeresztmetszet adatokat

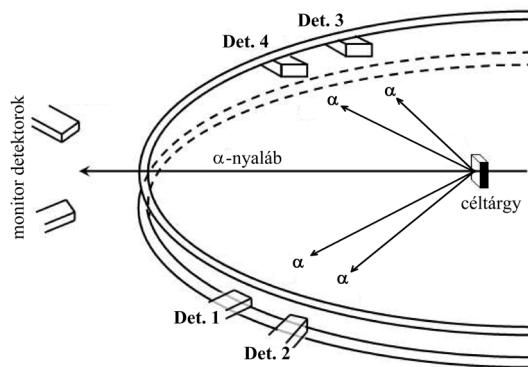


50. ábra. A Gamow-ablak sematikus ábrázolása a  $^{92}\text{Mo}(\alpha,\gamma)^{96}\text{Ru}$  és  $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$  reakciókra  $T_9 = 2,0$  ( $T = 2,0 \cdot 10^9 \text{ K}$ , háromszöggel jelölve) és  $T_9 = 3,0$  (körrel jelölve) hőmérséklet esetén

a  $(\gamma, p)$  illetve  $(\gamma, \alpha)$  reakciók lejátszódási sebességére konvertálhatjuk. A  $^{74}\text{Se}$  [63] és a  $^{144}\text{Sm}$  [44] izotópokon végzett  $(\alpha, \gamma)$  méréseink azt bizonyították, hogy a statisztikus modell számítások nem minden esetben megbízhatóak a protongazdag magok tartományában [23]. A  $^{144}\text{Sm}$  izotóp esetében azt is kimutattuk, hogy mennyiben javul a hatáskeresztmetszet becslése, ha a statisztikus modellben használt optikai modell paramétereit ugyancsak alacsony (asztrofizikai) energián határozzuk meg [68]. Az optikai potenciálhoz szükséges paraméterek ugyanis rugalmas szórási kísérletekből megkaphatók, és a potenciál szisztematikájának ismeretében javíthatók a statisztikus modell eredményei.

Ezért rugalmas alfa-szórési reakciók szisztematikus vizsgálatát indítottuk el a Darmstadti Műszaki Egyetemen együttműködésben a következő protongazdag magok esetére:  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{112}\text{Sn}$ . Egyúttal kiegészítő méréseket végeztünk az  $^{89}\text{Y}$  és  $^{124}\text{Sn}$  magokra is. A szögeloszlás méréseket az ATOMKI ciklotronja mellé telepített, KFKI-ATOMKI együttműködésben készült szórókamrával [69] végeztük. A mérések során a céltárgyakat mindig közel 100%-os dúsítású izotóp vékony szénhátlapra történő párologtatásával állítottuk elő. A szórt alfa-részecskéket négy felületi záróréteges detektorral mértük, mely detektorok szögpozíciója a céltárgy körül változtatható volt. Ezenkívül még két hasonló, de rögzített detektort használtunk a rendszer monitorozására. A

mérési elrendezés sematikus rajza az 51. ábrán látható.



51. ábra. A szögeloszlás mérés sematikus elrendezése

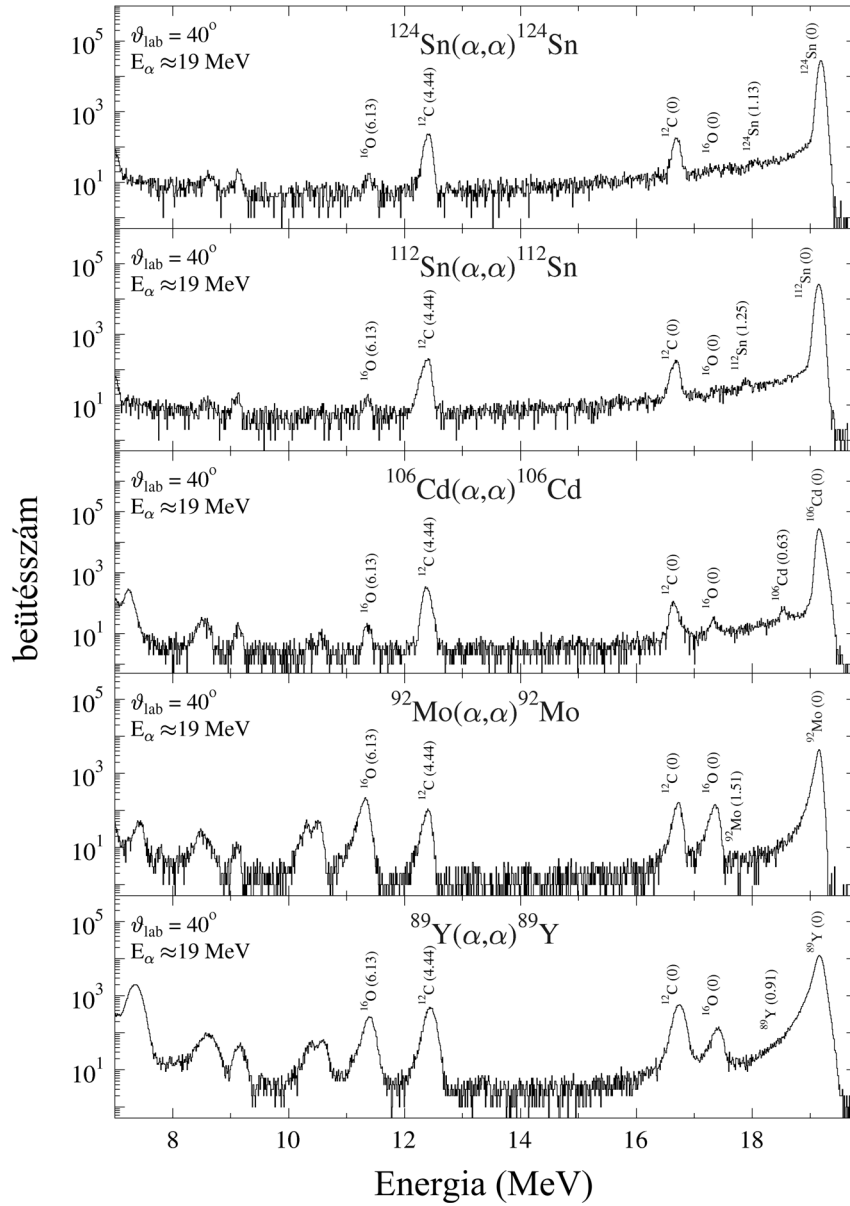
A rugalmasan szórt részecskék hozamának meghatározása akkor lehetséges, ha a begyűjtött részecskespektrumokban szeparálni tudjuk a rugalmas és rugalmatlan szórási folyamatokat, valamint a szennyező csúcsokat. Az 52. ábrán mutatom be a különböző izotópok esetén az  $E_\alpha = 19$  MeV bombázó energián,  $\theta_{lab} = 40^\circ$  szórási szögben mért spektrumokat. Látható, hogy a mérési elrendezésnek, valamint a cél tárgy tisztaságának köszönhetően a fenti feltételek teljesülnek.

Az 53. ábra a szórási spektrumok további karakterisztikáját mutatja be. Az ábra bal oldalán az  $^{112}\text{Sn}(\alpha, \alpha)^{112}\text{Sn}$  reakció különböző szögekre ( $\theta_{lab} = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ ) felvett spektrumait  $E_\alpha = 19$  MeV állandó bombázó energia mellett mutatom be. Az ábra jobb oldalán a  $^{106}\text{Cd}(\alpha, \alpha)^{106}\text{Cd}$  reakcióban a rögzített szórási szög mellett a bombázó energia változásának spektrumokra gyakorolt hatását láthatjuk. E két ábra is azt bizonyítja, hogy a méréseink által lefedett bombázó energia-, szórási szög- és izotóptartományban a rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszete nagy pontossággal meghatározható.

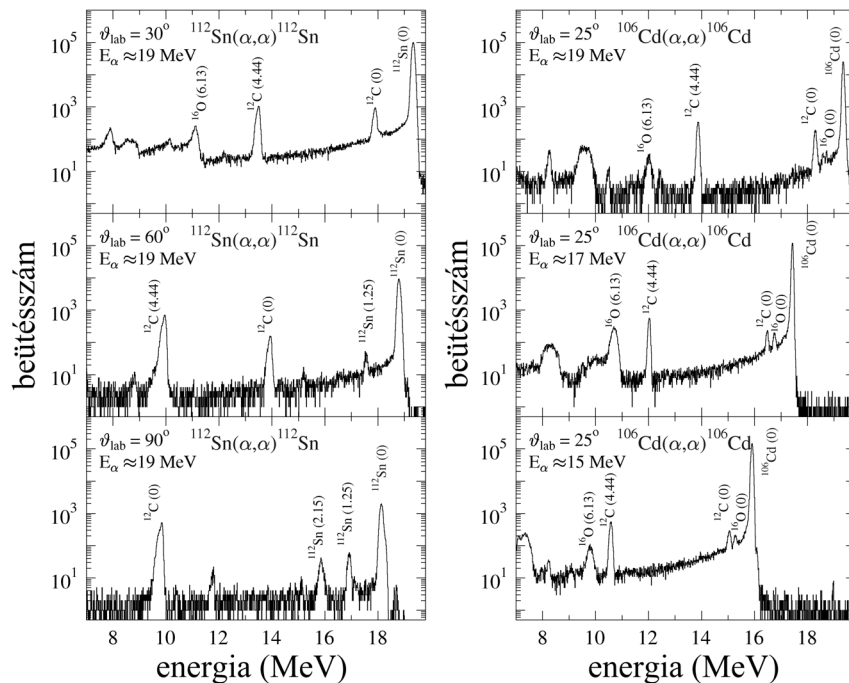
A méréseink eredményeit az 54. ábrán mutatom be. Az ábra tartalmazza a vizsgált izotópokra és bombázó energiákra a meghatározott differenciális hatáskeresztmetszeteket a Rutherford-szórásra normálva. Minden részábrán folytonos vonallal látható az optikai potenciálok meghatározására szolgáló illesztés is.

A meghatározott optikai potenciál paraméterek értékei táblázatos formában a [T3b:21, 70] közleményekben találhatók meg. E dolgozatban a potenciálok eredményeit ábrák bemutatásával foglalom össze. A meghatározott potenciálok jól leírják a rugalmas szórási differenciális hatáskeresztmetszetet az ál-





52. ábra. Rugalmas alfa-szórás spektrumok a tanulmányozott magokra  $E_\alpha = 19 \text{ MeV}$  bombázó energia és  $\theta_{\text{lab}} = 40^\circ$  szórási szög esetén. A csúcsok mellett zárójelben a gerjesztett állapot energiáját tüntettem fel MeV-ben.

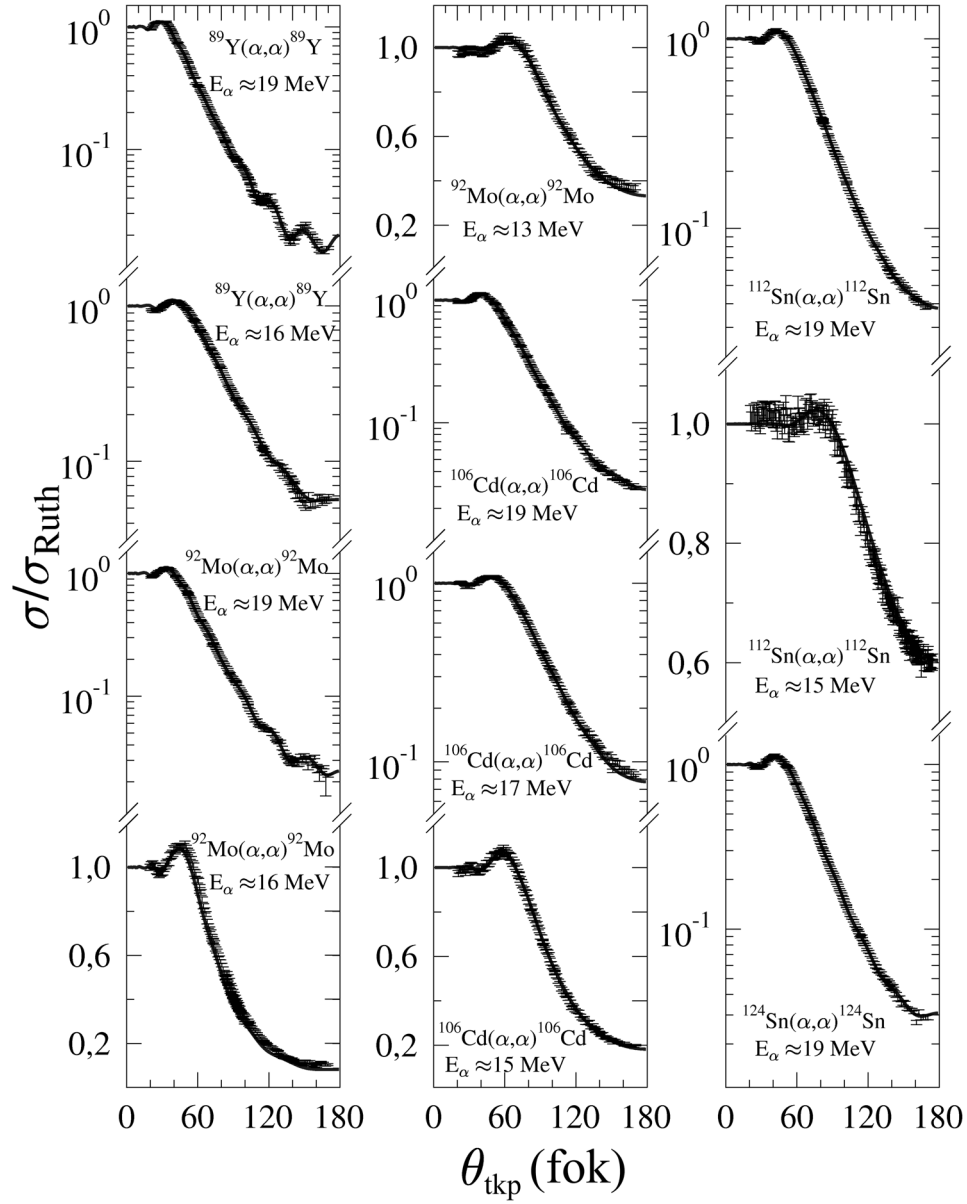


53. ábra. Rugalmas szórási spektrumok azonos bombázó energiáknál különböző szórási szögekre (bal oldal), illetve azonos szögeknél különböző bombázó energiákra (jobb oldal). A csúcsok mellett zárójelben a gerjesztett állapot energiáját tüntettem fel MeV-ben.

talunk vizsgált energiatarományban. Ha az irodalomban található más, magasabb bombázó energia melletti mérések eredményeit [71, 72, 73, 74] hasonlítjuk össze saját eredményeinkkel, továbbra is jó egyezést tapasztalunk, amint azt az 55. ábrán láthatjuk.

További összehasonlításra ad alkalmat a rugalmas szórás gerjesztési függvényének vizsgálata. Az 56. ábrán mutatom be a  $^{92}\text{Mo}(\alpha, \alpha)^{92}\text{Mo}$  és  $^{112}\text{Sn}(\alpha, \alpha)^{112}\text{Sn}$  reakciók mért gerjesztési függvényeit saját becsléseinkkel, melyek jól egyeznek a mások által [75, 76] korábban mért pontokkal.

Összegezve, az alacsony energiájú rugalmas szórási méréseinkből kapott optikai potenciálok konzisztensen leírják a vizsgált tartományt, ezért alkalmazhatók  $(\alpha, \gamma)$  reakciók hatáskeresztmetszetének becslésére is. Az 57. ábrán mutatom be az  $^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{116}\text{Te}$  és  $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$  reakciókra vonatkozó asztrofizikai S-faktor görbéinket, melyekhez a statisztikus modell bemenő paramétereiként a kisenergiájú méréseinkből meghatározott optikai potenciált használtuk. Az



54. ábra. A mért differenciális hatáskeresztmetszetek a Rutherford-szórásra normálva. Folytonos vonal jelöli az optikai potenciálok meghatározására szolgáló illesztést.

ábrákon szürke sávval jelölt Gamow-tartományban hatáskeresztmetszet-mérés nem történt. A magasabb energiájú mérések egy részét az ATOMKI és a Notre Dame Egyetem (USA) együttműködése keretében mértük [80]. Az eredmények összehasonlításából látható, hogy a kísérletileg vizsgált energiatartományban az egyezés megfelelő. A  $^{92}\text{Mo}(\alpha, \gamma)^{96}\text{Ru}$  reakció esetén mérési adat nincs, itt kizárólag az elméleti becslésekre támaszkodhatunk magasabb energián is. Méréseink az asztrofizikai p-folyamattal kapcsolatos hatáskeresztmetszet számolások megbízhatóságát növelték és továbblépést jelentenek egy globális alfa-potenciál meghatározása felé.

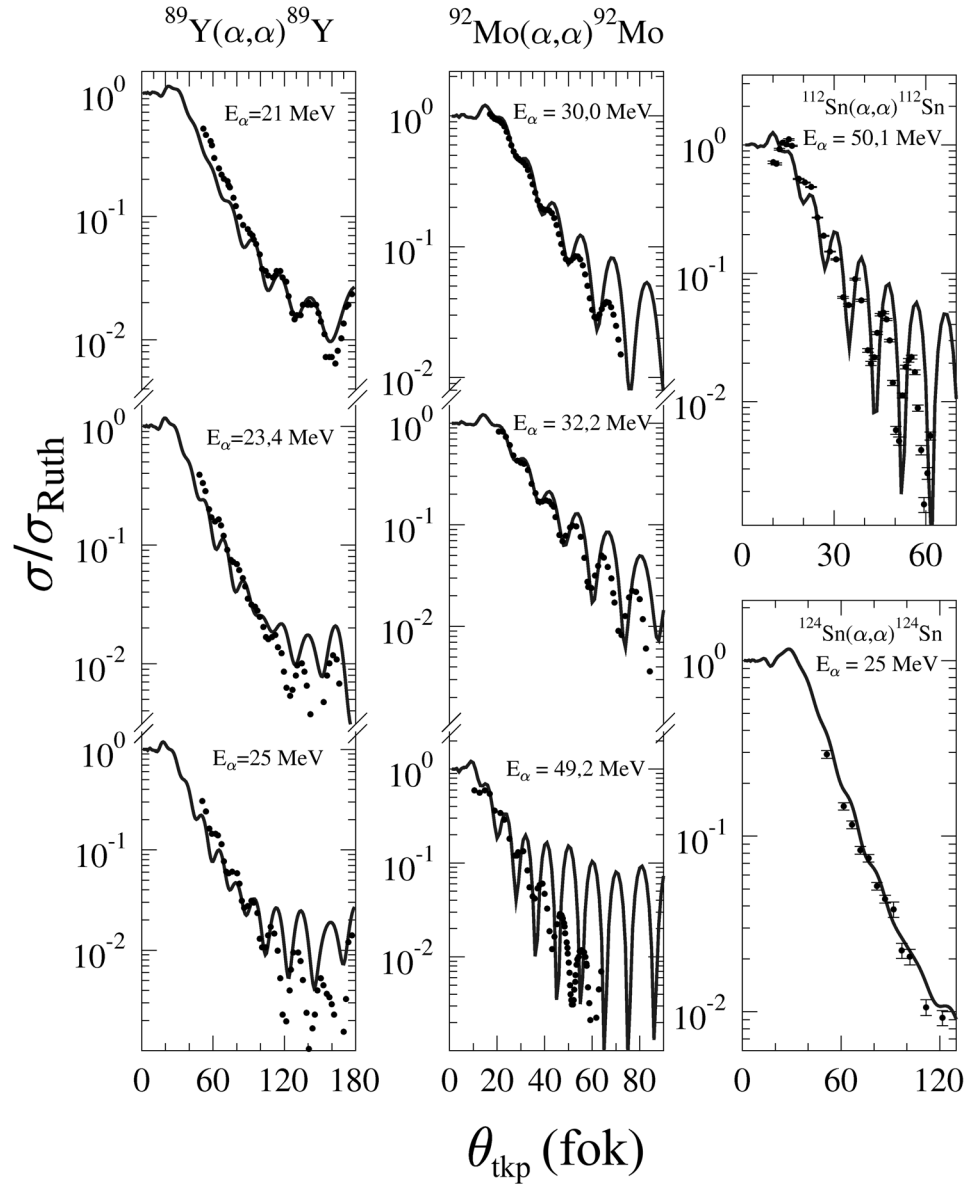
## Saját hozzájárulás

A fenti kísérletek minden munkafázisában (tervezés, kivitelezés, analízis, közlemények írása) döntő szerepet vállaltam. Vezetője (spokesperson) voltam a  $^{44}\text{Ti}$ -kísérletnek a RIKEN-ben. A felezési-idő-méréseket japán-magyar együttműködésben, a rugalmas szórási méréseket pedig a Darmstadti Műszaki Egyetemmel közösen hajtottuk végre. Az asztrofizikai p-folyamat, és azon belül az optikai potenciálok problémája témakörében több nemzetközi konferencián, köztük a nukleáris asztrofizika témakörének legfontosabb konferenciáján, a „Nuclei in the Cosmos”-on meghívott előadást tartottam [T3b:25c, T3b:26c].

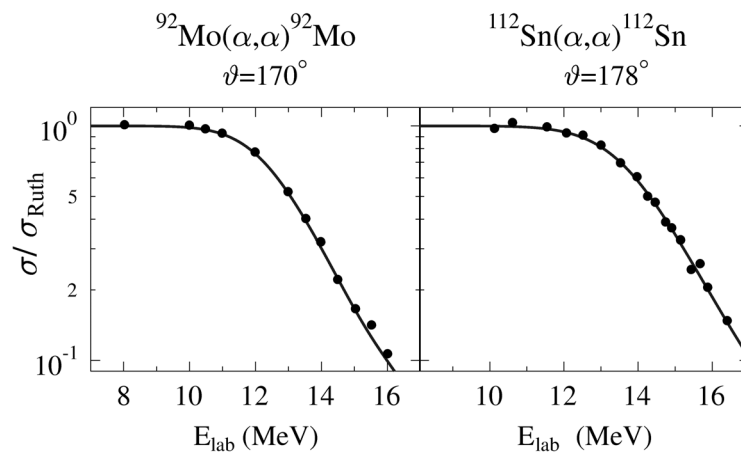
## Kitekintés

A radioaktív ionok implantálására alapuló módszer továbbfejlesztésének következő lépése az  $^{39}\text{Ar}$  felezési idejének meghatározása. Mivel a várható felezési idő mintegy 300 év, az általam kifejlesztett gyors módszer elengedhetetlen. Az  $^{39}\text{Ar}$  kisenergiájú radioaktív nyalábként történő előállítására 2004-ben már végeztünk egy kísérletet [81]. A 2.2. fejezetben részletezett elektronárnyékolási vizsgálatok értelmezéséhez járul hozzá a  $^7\text{Be}$  izotóp felezési idejének fémes közegben történő vizsgálata, melyet magyar-német-olasz együttműködésben kezdtünk el [29].

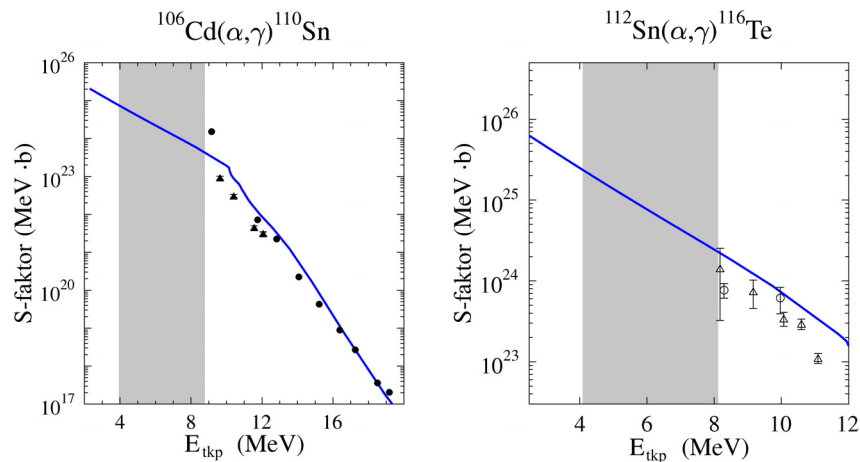
Az asztrofizikai p-folyamat vizsgálatának következő lépése a  $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$  sugárzásos befogási reakció komplex elemzése hatáskeresztmetszet-méréssel, és az  $^{110}\text{Sn}$  felezési idejének meghatározásával [80]. Ugyanakkor az  $^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{116}\text{Te}$  reakció további tanulmányozását is elkezdtük. Mindkét reakció vizsgálatánál célul tűztük ki, hogy méréseinkkel elérjük a Gamow-tartományt.



55. ábra. Rugalmas szórás hatáskeresztmetszetek korábbi mérésekből [71, 72, 73, 74]. Folytonos vonallal jelölöm alacsony energiájú méréseinkből származtatott optikai potenciáljainkkal számolt hatáskeresztmetszeteket.



56. ábra. Rugalmas szórás gerjesztési függvényei korábbi mérésekből [75, 76]. A korábbi kísérleti eredményeket pontokkal, a méréseinkből származtatott optikai potenciálokkal kapott értékeket pedig folytonos vonallal jelölöm.



57. ábra. Asztrofizikai  $S$ -faktorok a  $p$ -folyamat két reakciójára. A  $^{106}\text{Cd}(\alpha,\gamma)^{110}\text{Sn}$  reakció esetén [80] méréseit háromszöggel, [77] méréseit körrel jelölöm. Az  $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$  reakció esetén [78] méréseit háromszög, [79] méréseit kör jelzi. Mindkét reakciónál az alacsony energiájú méréseinkből származtatott optikai potenciálok alapján kapott értékeinket folytonos vonallal adom meg. Az ábrákon szürke sávval jelölt Gamow-tartományban hatáskeresztmetszet adat nem áll rendelkezésre.

## 4. Egzotikus atommagokon lejátszódó reakciók

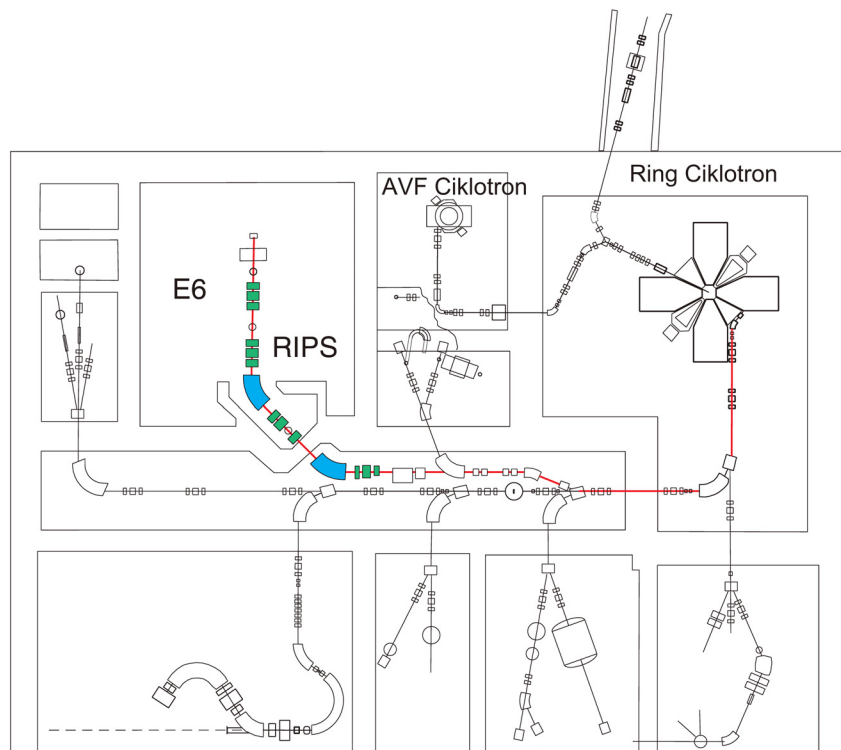
### Kivonat

A radioaktív ionnyalábokat előállító gyorsítók megjelenése lehetőséget ad magas hőmérsékleten lejátszódó asztrofizikai reakciók kísérleti vizsgálatára és egzotikus atommagok tanulmányozására. A japán RIKEN kutatóintézetbe telepített gyorsítókon japán-magyar együttműködésben végzett mérésekkel meghatároztuk a  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatáskeresztmetszetét [T4a:27c, T4a:28c, T4a:29c] és ezzel bebizonyítottuk, hogy a reakció a nóvákban nem csökkenti a  $^{22}\text{Mg}$  bomlásából származó  $^{22}\text{Na}$  izotóp mennyiségét.

Alacsony energiájú  $^{11}\text{C}$  és  $^{14}\text{O}$  radioaktív nyalábokkal átfogóan tanulmányoztuk a  $^{11}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{N}$  [T4b:32] és  $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$  [T4b:34c, T4b:35c] reakciók rezonanciáit.

Az  $^{15}\text{O}$  Coulomb-gerjesztésével történt méréssel [T4c:36] felső korlátot adtunk az  $^{15}\text{O}$   $E_x = 6,79$  MeV szintjének sugárzási szélességére, és ezzel független méréssel megerősítettük a CNO ciklus  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakciójára vonatkozó, az 1.2. fejezetben tárgyalt eredményünket.

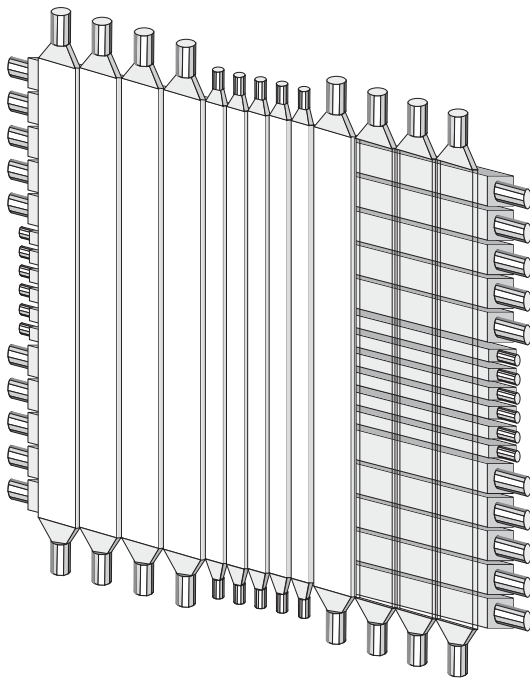
Az atommagfizika hagyományos vizsgálati tárgya az atommagok és reakcióik tulajdonságai. A huszadik század második felében sorra épültek olyan részecskegyorsítók, amelyek segítségével az atommagok szerkezetét sikeresen lehetett tanulmányozni. Több évtizedes adatgyűjtés során kellő mennyiségű információ gyűlt össze ahhoz, hogy jól követhető tendenciákat figyelhessünk meg az atommagok szerkezetében [82]. A tendenciákat különböző feltevéseken nyugvó elméletek jól magyarázzák a klasszikus atommagfizika tartományában. Ebben a körben az atommagfizika szerepe lassan eltolódott az alkalmazások felé. A vizsgálatok azonban itt a magok egy szűk tartományára vonatkoznak. A stabil és a stabilitás völgyéhez közel fekvő instabil izotópok alapvető tulajdonságai megegyeznek: közel azonos a neutronok és a protonok aránya, állandó az atommag sűrűsége, és homogén a proton- és a neutroneloszlás. A fenti tulajdonságok azonban az elvileg előállítható kb. hatezer atommagból csak az ismert kb. kétezerre igazak. Megállapíthatjuk, hogy a huszadik századi magfizika alapvetően a stabil és a stabilitás völgyéhez közel fekvő magok fizikája volt. Napjaink új magfizikájának, az egzotikus magfizikának célja a stabilitás völgyétől távoli, új típusú atommagok általános tulajdonságainak meghatározása, új tendenciák feltérképezése, ezzel a magmodellek érvényességi körének bővítése. Ez a feladat csak nagyléptékű szisztematikus adatgyűjtéssel oldható meg. Kiinduló lépésként a hagyományos magfizika eszköztára használható, de magasabb szintű technikai felszereltségre van szükség.



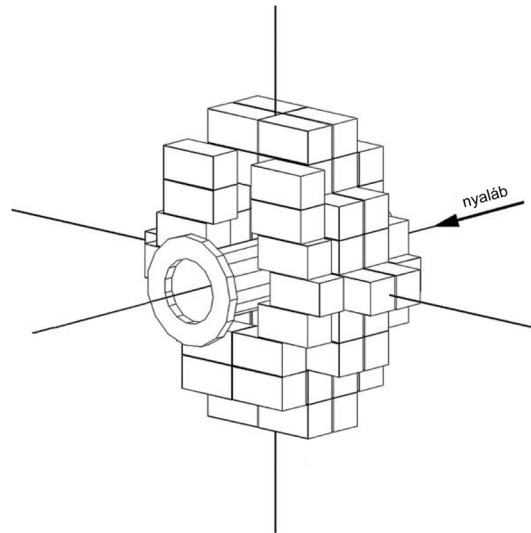
58. ábra. A RIKEN gyorsítókomplexum sematikus rajza az AVF injektor ciklotronnal és a Ring főgyorsítóval. A gyorsított stabil 100 MeV/nukleon energiájú nyaláb az elsődleges céltárggyal való ütközés során fragmentálódik, majd a radioaktív nyalábot a RIPS tömegszeparátorral (61. ábra) tisztítják.

Mint ahogy a klasszikus magfizikában, az egzotikus atommagok vizsgálata során is gyorsított izotópnyalábok céltárgyakkal történő ütközései lehetnek az elsődleges információforrások. Az egzotikus magfizika nem jöhetett volna létre a nyolcvanas években elkezdett, széles izotóptartományt átfogó nyalábválaszték kidolgozására irányuló technikai fejlesztések nélkül. Ezek eredményeként ma több laboratóriumban (RIKEN: Japán [58. ábra], MSU: USA, GANIL: Franciaország, GSI: Németország...) állnak már rendelkezésre gyorsított radioaktív nyalábok. E különleges nyalábok intenzitása jóval kisebb az egyszerűbb gyorsítók által szolgáltatott stabil nyalábokénál, de a korlátozott lehetőségek ellenére is meglepő új felfedezések születtek a magszerkezet terén. Az első ilyen felfedezés a  $^{11}\text{Li}$  izotóp anomális magmérete [83], amelynek oka két legkülső neutronjának szokatlanul laza kötése [84]. A könnyű atommagok vizsgálata





59. ábra. *Plasztikszcintillátorokból összeállított pozícióérzékeny detektor-rendszer (hodoszkóp). Az  $1\text{ m} \times 1\text{ m}$  felületű detektor vékony első rétege a töltött részecskék energiavesztésének meghatározására szolgál, míg a vastag második réteg a részecskék teljes energiáját adja meg.*



60. ábra. *A DALI  $\text{NaI}(\text{Tl})$  kristályokból álló  $4\pi$  térszögű, nagyhatásfokú, szegmentált gamma-detektor-rendszer, mely különböző inverz kinematikájú reakciókból  $((\text{p}, \text{p}')$ , Coulomb gerjesztés) származó gerjesztett magállapotok legerjesztődése során kibocsátott gamma-sugárzás detektálására szolgál.*

kiemelkedő jelentőségű, hiszen ebben a tartományban meghatározott proton-szám mellett már néhány neutron hiánya vagy többlete is egzotikus atommagot eredményez. Ugyanakkor a kevesebb részecske miatt a nagy számolási kapacitást igénylő elméleti számítások is erre a tartományra koncentrálnak. Kísérleti szempontból nem elhanyagolható az az előny sem, hogy a könnyű atommagok szeparációja technikailag könnyebb.

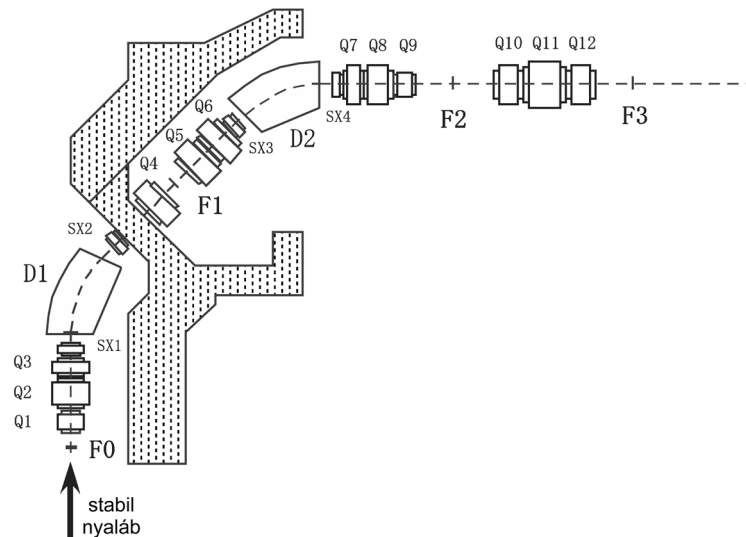
Az egzotikus magfizika mai állapotában mérés technikai szempontból a hagyományos magfizika korai szakaszára emlékeztet: a gyorsítók által elérhető kis nyalábbintenzitás behatárolja azokat a reakciókat, amelyekkel az atommagok szerkezetét vizsgálhatjuk, ugyanakkor az ismeretlen szerkezetű atommagok egyik alapvető tulajdonságának meghatározása is kiemelkedő fontosságú.

A mérések technikai megvalósítása azonban a hagyományos magfizikai elrendezésekhez képest rendkívül bonyolult. Míg egy stabil izotópnyalábot előállító gyorsító esetén 1 részecske  $\mu\text{A}$  ( $6 \cdot 10^{12}$  részecske/s) részecskeáram elérhető, radioaktív nyalábon esetenként már 1 részecske  $\text{aA}$  (6 részecske/s) intenzitás mellett is történnek mérések [85], ráadásul sok esetben a gyorsított nyaláb szennyező izotópokat is tartalmaz. Emiatt egyrészt nagy hatásfokú detektorrendszerekre van szükség, másrészt mind a nyaláb, mind a reakciótermékek oldalán nélkülözhetetlen, de technikailag lehetséges is az egyenkénti részecskeazonosítás. Példaként az 59. és 60. ábrán a méréseink során is használt két komplex detektorrendszert mutatok be.

Megfigyelhetjük, hogy az utóbbi évek magfizikai mérés technikája összetettségében a részecskefizikáéhoz közelít. Ez utóbbi körülmény oda vezet, hogy a tetemes költségek miatt viszonylag kevés intézet tud kiépíteni radioaktívnyaláb-gyorsítót, ezért a mérések, de már a technikai fejlesztések is kizárólag nemzetközi együttműködésekben valósíthatók meg.

A radioaktív nyalábok előállításának több módszere ismeretes. Viszonylag hosszú, percnyi felezési idejű izotópok esetén egy nagyenergiájú protonnyaláb bombáz egy vastag céltárgyat, melyből a keletkező radioaktív izotópok diffúzió útján jutnak be egy ionforrásba, majd onnan egy újabb gyorsítóba. E módszer (ISOL: Isotope Separator On-Line) előnye, hogy alacsony energiájú, nagy intenzitású és kiváló optikai paraméterekkel rendelkező radioaktív nyaláb hozható létre, hátránya viszont, hogy a nyalábtípusok kifejlesztése igen hosszadalmas lehet, akár éveket vehet igénybe. Egy másik elterjedt módszerben nagyenergiájú nehézion-nyalábbal bombáznak vékony céltárgyat, és a nyaláb fragmentációjából keletkezett radioaktív izotópok egy tömegszeparátoron áthaladva újabb gyorsítás nélkül használhatók fel. Itt alacsony energia nem érhető el, és a nyaláb optikai paraméterei is rosszabbak, mint az újragyorsított radioaktív nyaláb esetében, viszont a lassú diffúzió itt elmarad, ezért rövid, ms felezési idejű nyalábok is előállíthatók. Ilyen típusú tömegszeparátor (61. ábra) van a RIKEN kutatóintézetben is, ahol méréseink zajlottak. A radioaktív nyalábok fejlesztési tendenciái egyértelműen a nyalábok intenzitásának növelésére irányulnak. Ez egyben a nyalábválaszték szélesítését is jelenti.

Az egzotikus magok fizikája, amellet, hogy fundamentális magfizikai szempontból jelentős új irányokat nyitott, már a kialakulása pillanatában fontos alkalmazásokat talált az asztrofizikai kutatások területén is. Az  $A < 100$  tömegszámú protongazdag magok szintéziséhez az ún. rp-folyamat (rp=rapid protonbefogás) is hozzájárulhat. E folyamatokhoz olyan magas hőmérséklet szükséges, hogy ezek a reakciók csak igen kevés csillagászati objektumban játszódhatnak le (pl. röntgenkitörés során), a nagy hatáskeresztmetszet miatt azonban



61. ábra. A RIPS tömegszeparátor sematikus rajza. A stabil, mintegy 100 MeV/nukleon energiájú nyaláb az **F0** elsődleges céltárggyal való ütközés során fragmentálódik, majd a **D1** és **D2** mágnesek eltérítik a szennyezőket. Az **F1** fókuszpontban elhelyezett passzív energiacsökkentő lemez a fékezőképesség tömeg- és töltésfüggése miatt a további szeparációt segíti elő. **Q1-12** és **SX1-4** a nyalábot fókuszáló elemeket jelöli.

a nukleoszintézis számára fontos reakciókról lehet szó. Ilyen reakciók laboratóriumi körülmények között csak azóta vizsgálhatók, amióta léteznek radioaktív nyalábot biztosító gyorsítók. A stabilitás völgyétől távol eső atommagoknak gyakran a szerkezetét, sőt néha még a tömegét sem ismerjük, a stabilitás völgyéhez közeli magokat jól leíró számítások pedig nem feltétlenül alkalmazhatók. Ezért az egzotikus atommagok vizsgálata sok esetben alacsony gerjesztett állapotok megfigyelésére szorítkozik, hiszen egyetlen kötött állapot léte már jelentősen módosíthatja az asztrofizikai szempontból fontos magreakció hozamát. A radioaktív nyalábokat felhasználó új mérési módszerekről az MTA közgyűlési előadások keretében 2001-ben az „Egzotikus magfizika” című előadással számoltam be [86].

A továbbiakban néhány olyan asztrofizikai problémákhoz kapcsolódó mérés eredményét mutatom be, melyeket kizárólag radioaktív nyalábokkal végezhetünk el.

### 4.1. Coulomb-disszociáció: a $^{22}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Al}$ reakció

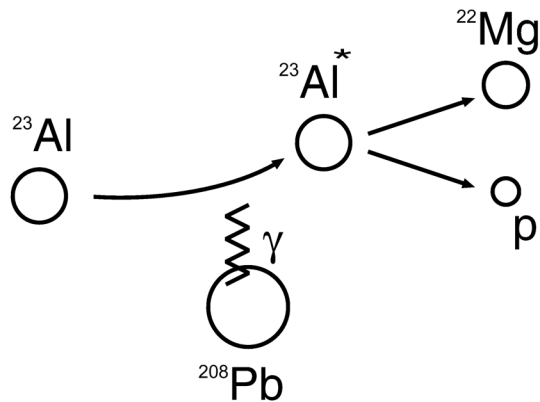
A Japánban levő RIKEN kutatóintézetben kiépült közepes energiájú (50-100 MeV/nukleon) radioaktív nyalábon a RIKEN-ATOMKI kollaboráció már több egzotikus atommag szerkezetét vizsgálta sikeresen magreakciók segítségével. A tanulmányozott reakciók a stabil nyalábot használó magfizikából ismertek (Coulomb-gerjesztés, rugalmatlan szórás, részecsketranszfer), de kialakult olyan újabb módszer is, mely elsősorban radioaktív nyalábon történő asztrofizikai méréseknél használatos. Ez a módszer a hatáskeresztmetszetek mérésére alkalmazható Coulomb-disszociáció.

#### Hatáskeresztmetszet mérése Coulomb-disszociációval

A módszer elvét az általunk tanulmányozott  $^{22}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatáskeresztmetszetének példáján keresztül mutatom be. Mint később látjuk, ennek a magreakciónak a sebességétől függ a robbanásszerű asztrofizikai folyamatokban termelődő  $^{22}\text{Na}$  izotóp mennyisége.

Mivel a  $^{22}\text{Mg} \rightarrow ^{22}\text{Na}$  bomlás felezési ideje 3,8 s, a  $^{22}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatáskeresztmetszete protonbombázással nem mérhető, mert  $^{22}\text{Mg}$  céltárgy nem készíthető. A mai technikai feltételek mellett nem lehetséges proton-tartalmú céltárgy  $^{22}\text{Mg}$  nyalábbal történő bombázása sem, mert ehhez kis energiájú (kb. 100 keV/nukleon) ugyanakkor nagy intenzitású (kb.  $10^{12}/\text{s}$ )  $^{22}\text{Mg}$  nyaláb lenne szükséges. A hatáskeresztmetszet közvetlen mérése helyett 50 MeV/nukleon energiájú  $^{23}\text{Al}$  nyalábbal bombázunk dúsított ólom  $^{208}\text{Pb}$  céltárgyat. Az  $^{23}\text{Al}$  felezési ideje csupán 470 ms, ám radioaktív nyalábként előállítható. A nagy rendszámú ólom elektromágneses terében az  $^{23}\text{Al}$  mag  $^{22}\text{Mg}$  izotóppá és protonná bomlik, amint az a 62. ábrán látható. A belépő és kilépő részecskék kinematikájának, valamint az ólom által kibocsátott virtuális fotonintenzitásnak az ismeretében a reakció hatáskeresztmetszete megadható. A  $^{22}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatáskeresztmetszetét tehát közvetett úton, az  $^{208}\text{Pb}(^{23}\text{Al}, ^{22}\text{Mg}\cdot\text{p})^{208}\text{Pb}$  Coulomb-disszociáció mérésével határozzuk meg. A módszer előnye, hogy a bombázó részecskék nagy energiája miatt vastagabb céltárgy használható, és nem lényeges a céltárgy fékezőképességének igen pontos ismerete. Hátrányként jelentkezik viszont az alkalmazandó detektálórendszer és kiértékelés bonyolultsága.

Mint látjuk, a Coulomb-disszociáció a hatáskeresztmetszet-mérés egy közvetett módszere, hiszen a sugárzásos részecskebefogást annak inverz reakciójával, nehéz magok virtuális fotonterében mérjük, mely tér intenzitását elméleti számítások adják meg. Ennek ellenére a módszer más módszerekkel összehasonlítva is megbízható eredményeket szolgáltat. A 2. táblázatban a  $^{13}\text{N}(\text{p},\gamma)^{14}\text{O}$  reakció



62. ábra. A Coulomb-disszociáció módszere. A  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció helyett az  $^{23}\text{Al}(\gamma,p)^{22}\text{Mg}$  reakciót vizsgáljuk, ahol a gerjesztő fotonokat az  $^{208}\text{Pb}$  tere adja.

	Coulomb disszociáció:	Sugárzásos befogás:
Nyaláb	$^{14}\text{O}$	$^{13}\text{N}$
Bombázóenergia	87,5 MeV/nukleon	0,6 MeV/nukleon
Nyalábintenzitás	$3 \cdot 10^4/\text{s}$	$3 \cdot 10^8/\text{s}$
Céltárgy anyaga	$^{208}\text{Pb}$	$(\text{CH}_2)_n$
Céltárgy vastagsága	350 mg/cm <sup>2</sup>	180 μg/cm <sup>2</sup>
Hatáskeresztmetszet	10 mb	100 μb
Detektálási hatásfok	0,5	$2 \cdot 10^{-3}$
Mérési idő	36 óra	30 óra
Hozam	$1,5 \cdot 10^4$	85

2. táblázat. A  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  reakció hatáskeresztmetszet-mérés két, radioaktív nyalábot használó módszerének összehasonlítása. Hasonló mérési idő mellett a Coulomb-disszociáció hozama kb. kétszázszor nagyobb, mint a hagyományos módszer esetében.

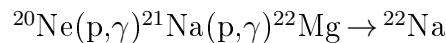
hatáskeresztmetszet mérésének két módszerét, a közvetlen sugárzásos befogást és a közvetett Coulomb-disszociációt hasonlítjuk össze. Mivel a  $^{13}\text{N}$  felezési ideje 10 perc, az  $^{14}\text{O}$  felezési ideje pedig 1 perc, a reakció kizárólag radioaktív nyalábbal tanulmányozható. A sugárzásos befogás közvetlen vizsgálatához a kisenergiájú  $^{13}\text{N}$  radioaktív nyaláb rendelkezésre áll, sőt, intenzitása 10 000-szer nagyobb a Coulomb-disszociáció módszeréhez szükséges nagyenergiájú  $^{14}\text{O}$  nyalábénál. A táblázat alapján mégis azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a

Coulomb-disszociációhoz szükséges radioaktív nyaláb gyenge intenzitását ellensúlyozza a detektálási hatásfok, a vastagabb céltárgy használatának lehetősége és a Coulomb-disszociáció nagy hatáskeresztmetszete.

A Coulomb-disszociáció módszere elvileg stabil céltárgy-nyaláb kombináció esetén is használható, bár a relatív mérési hiba ebben az esetben jóval nagyobb, mint egy hagyományos mérési elrendezés esetén. A nagyenergiájú napneutrínók termeléséért felelős  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  reakciót is több elrendezésben mérték a fenti módszerrel, noha a  ${}^7\text{Be}$  mag 53 napos felezési ideje megengedi, hogy kvázistabil céltárgyként protonnyalábbal sugározzuk be [87]. Ebben az esetben a módszerek különböző szisztematikus hibaforrásai indokolják a csupán 762 ms felezési idejű  ${}^8\text{B}$  nyaláb használatát.

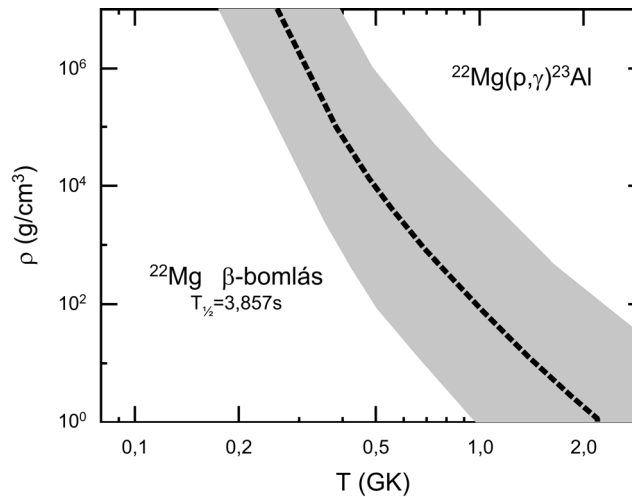
### A ${}^{22}\text{Mg}(p,\gamma){}^{23}\text{Al}$ reakció

A  ${}^{22}\text{Na}$  nukleoszintézise a magas hőmérsékletű neonnóvakban a



reakciólánccal történik. A  ${}^{22}\text{Na}$  hozamát két reakció csökkentheti. Egyrészt a keletkezett  ${}^{22}\text{Na}$  a  ${}^{22}\text{Na}(p,\gamma)$  reakció során átalakulhat, másrészt pedig a  ${}^{22}\text{Mg}(p,\gamma){}^{23}\text{Al}$  reakció kilépési pont lehet a reakcióláncból, ha e reakció hozama elég nagy ahhoz a nóra hőmérsékletén, hogy a  ${}^{22}\text{Mg}$  béta-bomlása előtt lejátszódjon. A  ${}^{22}\text{Na}$  közvetlen észlelése az izotóp bomlására jellemző  $E_\gamma = 1275$  keV gamma-energiánál a COMPTEL nagyenergiájú gamma-sugárzást detektáló űrtávcsővel sem sikerült, csak észlelési felső korlát ismert [88], ez a felső korlát azonban ellentmondásban van a modellszámításokból várt  ${}^{22}\text{Na}$ -mennyiséggel, a számítások jóslata szerint ugyanis több  ${}^{22}\text{Na}$  keletkezik, mint a COMPTEL által detektálható határ. Tehát vagy az asztrofizikai számítások vagy a reakcióhozamok hibásak, vagy a COMPTEL-észlelések alábecsülik a detektálási határt. A  ${}^{22}\text{Na}(p,\gamma)$  reakció hatáskeresztmetszete hagyományos technikával ( ${}^{22}\text{Na}$  protonbombázása) mérhető [89], mert a  ${}^{22}\text{Na}$ , noha radioaktív, a felezési ideje elegendően hosszú céltárgykészítésre. A  ${}^{22}\text{Mg}$  béta-bomlásával vetélkedő  ${}^{22}\text{Mg}(p,\gamma){}^{23}\text{Al}$  reakció esetében azonban mind a kiindulási, mind a végmag rendkívül rövid felezési idejű (3,8 s illetve 470 ms), ezért a hatáskeresztmetszetre eddig csak elméleti becslések álltak rendelkezésre [90]. A 63. ábrán mutatom be, hogyan függ a  ${}^{22}\text{Mg}(p,\gamma){}^{23}\text{Al}$  reakció kísérletileg nem ismert hozamától az a hőmérséklet- és sűrűségtartomány, amely elérése esetén a  ${}^{22}\text{Na}$  szintézisét befolyásolja a reakció.

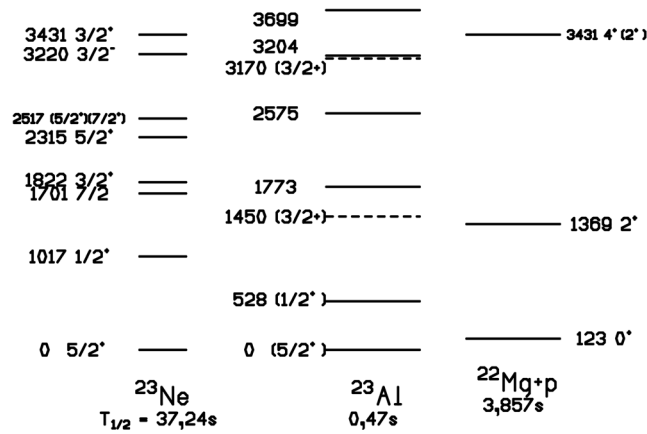
A  ${}^{22}\text{Mg}$  és  ${}^{23}\text{Al}$ , valamint annak tükörmagja, a  ${}^{23}\text{Ne}$  nívósémáját mutatom be a 64. ábrán. Mivel a robbanásos hidrogénégés tipikus  $0,2 - 1,0 \times 10^9$  K



63. ábra. A  $^{22}\text{Mg}$  béta-bomlása és a  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció. A vízszintes tengelyen a nóva hőmérsékletét, a függőleges tengelyen pedig a sűrűségét tüntettem fel. Szaggatott vonal jelzi azt a tartományt, ahol a reakcióhálóban a  $^{22}\text{Mg}$  béta-bomlása ugyanolyan valószínűségű, mint a  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció. A szürkével jelölt bizonytalansági sáv határai az elméletileg becsült  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatáskeresztmetszete százszorosának, illetve századrésznének felelnek meg.

hőmérsékletének megfelelő Gamow-tartomány 200–650 keV, a  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatáskeresztmetszetét az alapállapotú befogás mellett az első gerjesztett állapotra történő rezonanciabefogás ( $E_r = 405$  keV) határozza meg.

A mérés során a 7,4%  $^{23}\text{Al}$ -t tartalmazó radioaktív nyalábot 135 MeV/nukleon energiájú  $^{28}\text{Si}$  nyaláb berilliumcél-tárgyon történő fragmentációjával állítottuk elő. A másodlagos  $^{23}\text{Al}$ -nyaláb energiája 50,2 MeV/nukleon, intenzitása pedig 7200/s volt. A mérési elrendezés a 65. ábrán látható. A Coulomb-disszociációs méréseknél a reakció teljes kinematikáját kell meghatároznunk, azaz a reakciótermékek kilépési szöge és energiája is mérendő. Mint korábban említettük, a kevert radioaktív nyaláb miatt a cél-tárgyba ütköző nyaláb diagnosztikájára (energia, részecskeazonosítás, trajektória) vékony plasztik-szcintillátorokat és gáztöltésű pozícióérzékeny detektorokat (PPAC) használtunk. A dúsított  $^{208}\text{Pb}$  cél-tárgyat a DALI gamma-detektor-rendszer (60. ábra) vette körül, mely a reakciótermékek gerjesztett állapotaiból származó gamma-sugárzást mérte. A reakciótermékek pozícióját, energiáját a cél-tárgy mögötti szegmentált szilíciumdetektorok (66. ábra) és plasztik-szcintillátorok (59. ábra) detektálták.



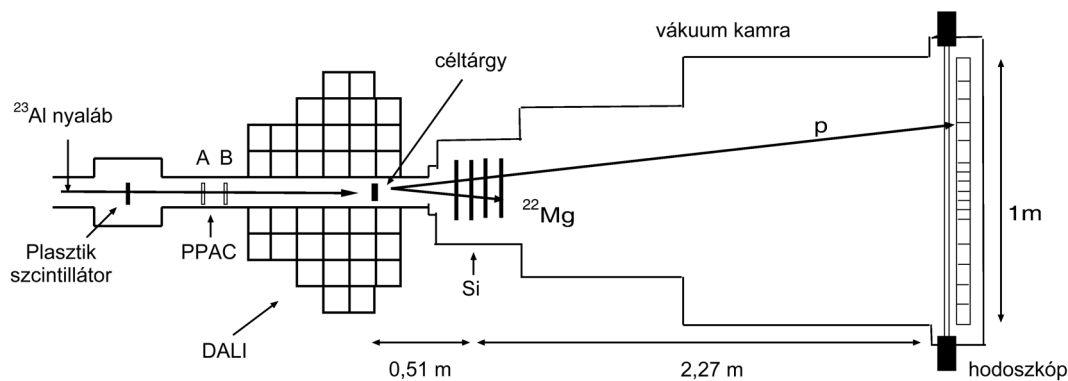
64. ábra. A  $^{22}\text{Mg}$  és  $^{23}\text{Al}$ , valamint annak tükörmagja, a  $^{23}\text{Ne}$  nívósémája. A gerjesztési energiákat keV-ben adom meg. Az  $^{23}\text{Al}$  állapotainak spin-paritás értékei kísérletileg nem ismertek, helyettük a tükörmag állapotaiból és a modellszámításokból kapott becsléseket láthatjuk zárójelben.

A 66. ábrán bemutatott szegmentált szilíciumdetektor-rendszer négy, egyenként  $500\ \mu\text{m}$  vastagságú rétegből állt. Az első két réteg  $5\ \text{mm}$ -es szegmentáltsága ad lehetőséget a reakciótermékek kilépő szögének meghatározására. A második két réteg nem szegmentált, ennek feladata a  $^{22}\text{Mg}$  energiájának meghatározása. A rétegenkénti 8 detektor egy  $3\times 3$ -as mátrixban helyezkedett el úgy, hogy a mátrix középső része üres volt.

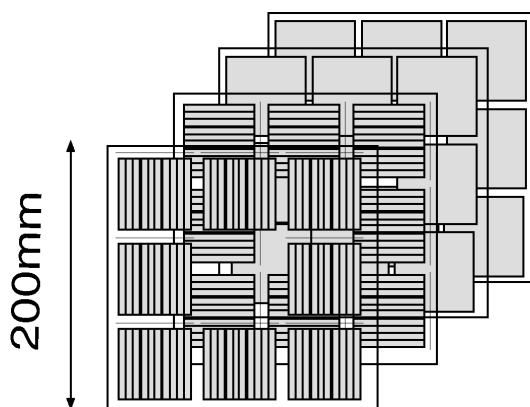
A  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatáskeresztmetszetét az  $^{208}\text{Pb}(^{23}\text{Al},^{22}\text{Mg}\cdot p)^{208}\text{Pb}$  reakcióban határoztuk meg. A  $^{22}\text{Mg}\cdot p$  relatívenergia-spektrumát mutatom be a 67. ábrán. A spektrumot összevetve az  $^{23}\text{Al}$  nívósémájával (64. ábra) azonosíthatjuk a csúcsokat. A  $400\ \text{keV}$  környéki csúcs az  $^{23}\text{Al}$  első gerjesztett állapotának felel meg, míg az  $1500\ \text{keV}$  környéki csúcs átfed az  $^{23}\text{Al}$   $E_x = 1450$  és  $1773\ \text{keV}$ -es gerjesztett állapotaival.

Mérésünk eredményeként az  $^{23}\text{Al}$  első gerjesztett állapotának sugárzási szélessége  $\Gamma_\gamma = 6\cdot 10^{-7}\ \text{eV} \pm 20\%$ , mely egyezést mutat a legújabb elméleti becsléssel ( $\Gamma_\gamma = 5,49\cdot 10^{-7}\ \text{eV}$ ) [90]. Eredményünk az első mérés, mely kísérletekkel behatárolja a  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatását a  $^{22}\text{Na}$  nukleoszintézisében. Mint ahogy az a 68. ábrán látható, mérésünk szerint a fenti reakció nem jelent kilépési pontot a  $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg} \rightarrow ^{22}\text{Na}$  reakcióláncból, a  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció nem csökkenti a  $^{22}\text{Na}$  szintézisét, tehát a  $^{22}\text{Na}$ -észlelés és az asztrofizikai elméletek ellentmondásai továbbra is fennállnak.

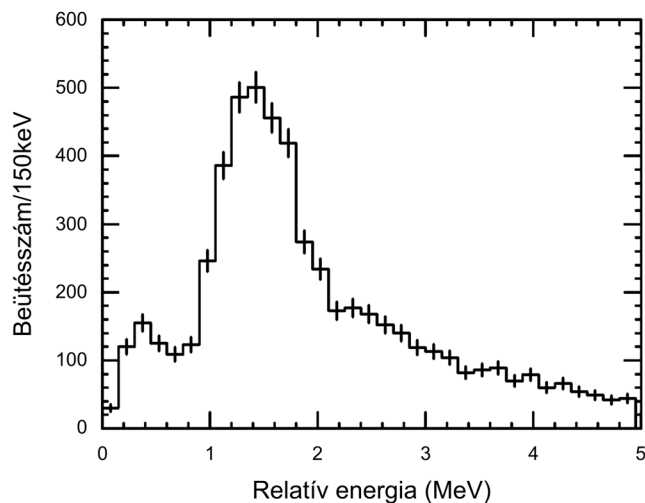




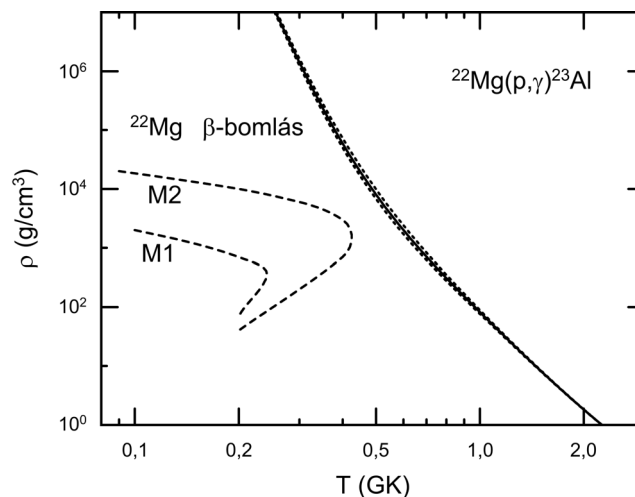
65. ábra. A  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció hatáskeresztmetszete mérésének elrendezése. A céltárgyat körülvevő gamma-detektorok (DALI) a 60. ábrán, a reakciótermékeket detektáló hodoszkóp és szilíciumdetektorok pedig az 59. illetve 66. ábrán láthatók.



66. ábra. A méréshez használt négyrétegű pozícióérzékeny szilíciumdetektor-rendszer. Az első két szegmentált réteg a protonok és  $^{22}\text{Mg}$  részecskék kilépő szögét, valamint a részecskeazonosításhoz szükséges  $^{22}\text{Mg}$  energiavesztését méri. A második két rétegben a  $^{22}\text{Mg}$  megáll, így teljes energiája megkapható.



67. ábra.  $^{23}\text{Al}$  Coulomb disszociációjából származó  $^{22}\text{Mg}+p$  relatívenergia-spektrum



68. ábra. Hőmérséklet-sűrűség diagram egy nívóban (a jelmagyarázat megegyezik a 63. ábráéval). A pontozott vonal saját mérési (folytonos vonallal jelzett) eredményeink hibáját mutatja. M1 és M2 szaggatott vonalakkal jelzett, különböző nívamodellek által jószolt, a nívóban valószínűleg létező tartományok, melyek — eredményeink alapján — nem fednek át azzal a tartománnyal, ahol a  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reakció fontossá válik. Mérésünk a 63. ábrán bemutatott bizonytalansági sávot jelentősen csökkentette.

## 4.2. Rezonanciák a $^{11}\text{C}(\text{p},\gamma)^{12}\text{N}$ és $^{14}\text{O}(\alpha,\text{p})^{17}\text{F}$ reakciókban

A  $^{11}\text{C}(\text{p},\gamma)^{12}\text{N}$  reakció a korai Univerzumban a fémszegény, nagy tömegű csillagok fejlődését befolyásolja [91]. A reakció hatáskeresztmetszetére kísérleti adat egyelőre nem áll rendelkezésre, így a  $^{12}\text{N}$  kisenergiájú gerjesztett állapotainak vizsgálata ad információt a reakció várható hozamáról. A  $^{12}\text{N}$  gerjesztett állapotait eddig a  $^{10}\text{B}(^3\text{He},\text{n})^{12}\text{N}$  és  $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{t})^{12}\text{N}$  reakciókban vizsgálták [92], de néhány állapot spinje és paritása ismeretlen maradt.

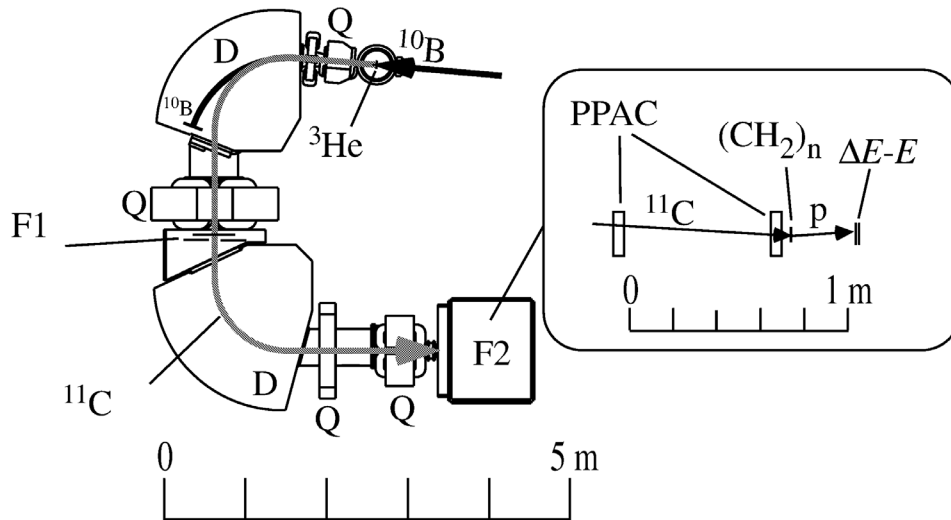
A  $^{12}\text{N}$  nívóinak közvetlenül a  $^{11}\text{C}(\text{p},\gamma)^{12}\text{N}$  reakcióban történő vizsgálata a  $^{11}\text{C}$  rövid felezési ideje (20,4perc) miatt csak inverz kinematika mellett, hidrogéntartalmú céltárgy és radioaktív  $^{11}\text{C}$ -nyaláb használatával lehetséges. A szükséges kis bombázó energia (5 MeV/nukleon) miatt a tízszer nagyobb energiájú nyalábot előállító fragmentációs módszer nem használható. Helyette a  $^3\text{He}(^{10}\text{B},^{12}\text{N}^*)\text{n}$  reakciót használtuk a radioaktív nyaláb előállítására, és a  $^{12}\text{N}^*$  nem kötött állapotaiból keletkezett  $^{11}\text{C}$ -t egy kisenergiájú nyalábok szeparálására tervezett tömegszeparátorral (Tokiói Egyetem: CRIB [93]) választottuk szét. A CRIB szeparátor sematikus rajza látható a 69. ábrán. A CRIB tömegszeparátor előnye a 64. oldalon ismertetett ISOL technikával szemben, hogy a stabilitás völgyéhez közeli magokat tartalmazó, kisenergiájú nyalábok viszonylag rövid idő alatt fejleszthetők ki. Ugyanakkor intenzitásban és nyalábtisztaságban elmarad az ISOL típusú radioaktív nyaláboktól.

A  $^{12}\text{N}$  állapotainak vizsgálatára a  $^{11}\text{C} + \text{p}$  szórás gerjesztési függvényét vettük fel. A mérést olyan vastag  $\text{CH}_2$  céltárgy segítségével végeztük, melyben a bombázó  $^{11}\text{C}$ -ionok megállnak, ám a szóródott protonok a céltárgyból kijutnak, és a céltárgy mögé helyezett szilíciumdetektorral (69. ábra kinagyított része) energiaspektrumuk felvehető. A bejövő részecskék energiájának, valamint a fékező közeg fékezőképességének ismeretében a felvett protonspektrum gerjesztési függvénnyé transzformálható. A rugalmas szórási gerjesztési függvényben az  $E = E_1 - E_2$  energiához tartozó  $Y(E)$  hozam a következő formában kapható meg:

$$Y(E) = I(E) \int_{E-\Delta E/2}^{E+\Delta E/2} \frac{\sigma(E_i)}{\varepsilon(E_i)} dE_i, \quad E = E_1 - E_2, \quad (4)$$

ahol  $I(E)$  a bejövő részecskék száma,  $\varepsilon_i(E_i)$  a céltárgy bejövő részecskékre vonatkozó fékezőképessége,  $\sigma(E_i)$  pedig a szórási hatáskeresztmetszet.

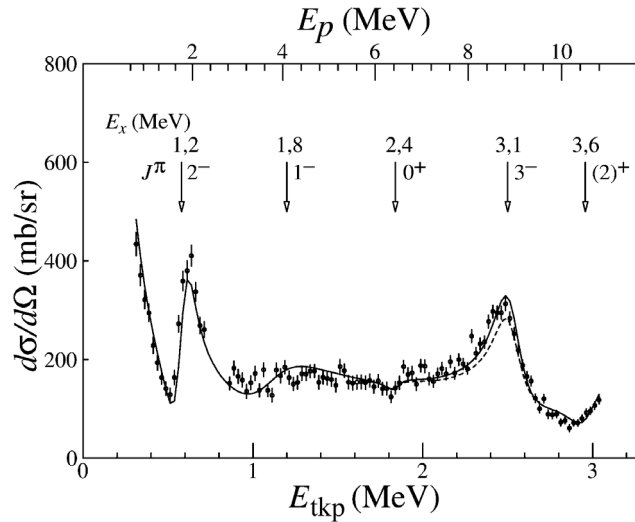
A céltárgy széntartalma miatt hasonló elrendezésben háttértermésként is végeztünk szén céltárgyon. A reakció mért gerjesztési függvényét mutatom be a 70. ábrán,



69. ábra. A  $^{11}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{N}$  reakció mérési elrendezése. A  $^3\text{He}$  gázcellába ütköző stabil 8 MeV/nukleon energiájú  $^{10}\text{B}$  nyalábból transzferreakció során  $^{12}\text{N}$  izotópok keletkeznek, melyeket a CRIB szeparátor **D** mágnesével választunk el a bombázónyalábtól, majd az F2 céltárgykamrában  $\text{CH}_2$  céltárggyal ütköztetjük őket. A mágneses fókuszáló elemeket **Q** jelöli. A céltárgykamrában a PPAC pozícióérzékeny gázdetektor energiavesztését és nyalábpozíciót mér.

bejelölve az ismert rezonanciákat. A gerjesztési függvény R-mátrix analíziséből az  $E_x = 3,1$  MeV-es gerjesztett állapotra korábban feltételezett  $2^+$ ,  $3^-$  spin-paritás értékek közül egyértelműen a  $3^-$  helyességét állapítottuk meg. Ugyanakkor az  $E_x = 3,6$  MeV-es állapot esetén a korábbi mérések ( $1^+$ ) illetve ( $1^-, 2^+$ ) értéket adtak. Jelen mérés eredménye ( $2^+$ ). Az  $E_x = 3,1$  MeV-es állapot új spin-paritás értéke azt jelenti, hogy ez az állapot nem ad járulékot a reakcióhoz még  $T_9 > 1,0$  ( $T > 1,0 \cdot 10^9$  K) hőmérsékleten sem [T4b:30c, T4b:31c, T4b:32].

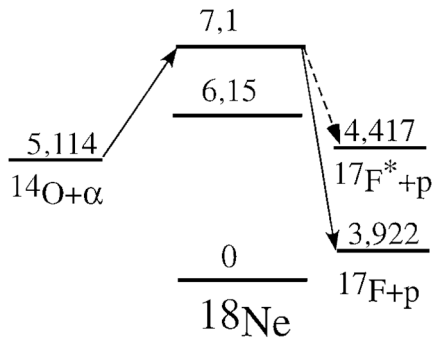
Hasonló módszerrel vettük fel az  $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$  reakció gerjesztési függvényét. Nagy hőmérsékleten lejátszódó csillagászati események, például a röntgenkitörések lehetőséget adhatnak arra, hogy az elemek gyors protonbefogással épüljenek fel az úgynevezett rp-folyamat (rp = rapid proton capture) során. Az rp-folyamat akkor indulhat be, ha a CNO-ciklusból van kilépési pont. Erre egy lehetőség az  $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}(p,\gamma)^{18}\text{Ne}(\alpha,p)^{21}\text{Na}$  reakciósorozat, mert egyrészt az  $^{14}\text{O}(p,\gamma)^{15}\text{F}$  reakció nem játszódik le (a  $^{15}\text{F}$ -nek nincs kötött állapota), másrészt pedig az  $^{14}\text{O}$  felezési ideje ( $T_{1/2} = 71$  s) kellően hosszú ahhoz, hogy megfelelő mennyiségű anyag halmozódjon fel. Tehát az  $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$  reakció az rp-folyamat felé



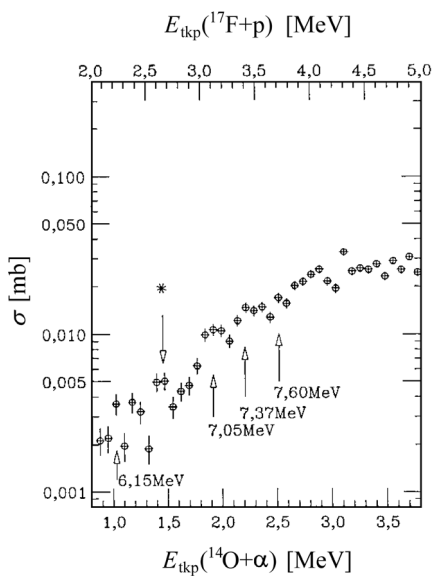
70. ábra. A  $^{11}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{N}$  reakció gerjesztési függvénye. A felső energiaskála a proton bombázó energiát adja meg, míg az alsó skála a tömegközépponti rendszerhez tartozik.

vezető egyik magreakció lehet. Ennek ellenére a reakciót közvetlenül kísérletileg még nem vizsgálták. Helyette a  $^{17}\text{F}(p,\alpha)^{14}\text{O}$  reakciót mérték  $^{17}\text{F}$  radioaktív nyalábbal [94, 95]. Ennek csak részben oka az, hogy  $^{14}\text{O}$  radioaktív nyalábra van szükség; a fő probléma a kellő sűrűségű  $^4\text{He}$ -gázcéltárgy előállítása. Esetünkben mindkét technikai problémát megoldottuk: a bombázó  $^{14}\text{O}$  nyalábot a  $^1\text{H}(^{14}\text{N},^{14}\text{O})n$  reakcióval állítottuk elő, és a mérésnél 30 K-re hűtött hélium céltárgyat használtunk. Ettől eltekintve a mérési elrendezésünk megegyezett a  $^{11}\text{C} + p$  szórásával (69. ábra). A közbenső mag, a  $^{18}\text{Ne}$  nívósémáját a 71. ábrán tüntettem fel.

Az eredményül kapott gerjesztési függvényt mutatom be a 72. ábrán. A nyílakkal jelölt rezonanciákat már a korábbi inverz reakcióval történt mérésben is észlelték, itt eredményeink megegyeznek. Az 1,5 MeV-nél észlelt csillaggal jelölt rezonancia azonban új, és ez a rezonancia a  $^{17}\text{F}$  első gerjesztett állapotára történő átmenettel magyarázható, melyet a 71. ábrán szaggatott vonallal jelöltem. Ha ezt az új átmenetet is figyelembe vesszük a korábbi reakcióhozam számításokban [96], akkor  $T_9 = 2,0$  K hőmérsékleten a reakcióhozam mintegy 50%-kal nő meg [T4b:34c, T4b:35c], növelve ezzel annak valószínűségét, hogy az  $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}(p,\gamma)^{18}\text{Ne}(\alpha,p)^{21}\text{Na}$  reakciósorozattal az rp-folyamat beinduljon.



71. ábra. A  $^{18}\text{Ne}$  nívósémája. Szaggatott vonallal jelölöm az  $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$  reakcióban a  $^{17}\text{F}$  gerjesztett állapotára történő felfedezett átmenetet.



72. ábra. Az  $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$  reakció gerjesztési függvénye. Nyilakkal jelölöm az ismert rezonanciákat, csillaggal pedig az új rezonanciát. Az alsó energiaskála az  $^{14}\text{O}+\alpha$ , míg a felső skála a  $^{17}\text{F}+p$  tömegközépponti rendszerhez tartozik.

### 4.3. Az $^{15}\text{O}$ Coulomb-gerjesztése

Az 1.2. fejezetben tárgyalt  $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$  reakció hozamának pontos ismerete a CNO-ciklus megértéséhez visz közelebb. Míg az 1.2. fejezetben a reakció hatáskeresztmetszetét mértem meg alacsony energián, most azt mutatom be, hogy az  $^{15}\text{O}$  magszerkezeti vizsgálata hogyan erősíti meg a fenti eredményeket. Az  $^{15}\text{O}$   $E_x = 6,79$  MeV-es nivójának (15. ábra) sugárzási szélessége a  $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$  gerjesztési függvényének R-mátrix analíziséből számolható. Schröder 1.2. fejezetben tárgyalt mérésének két analízise eltérő eredményeket adott az S-faktor mellett az állapot sugárzási szélességére:

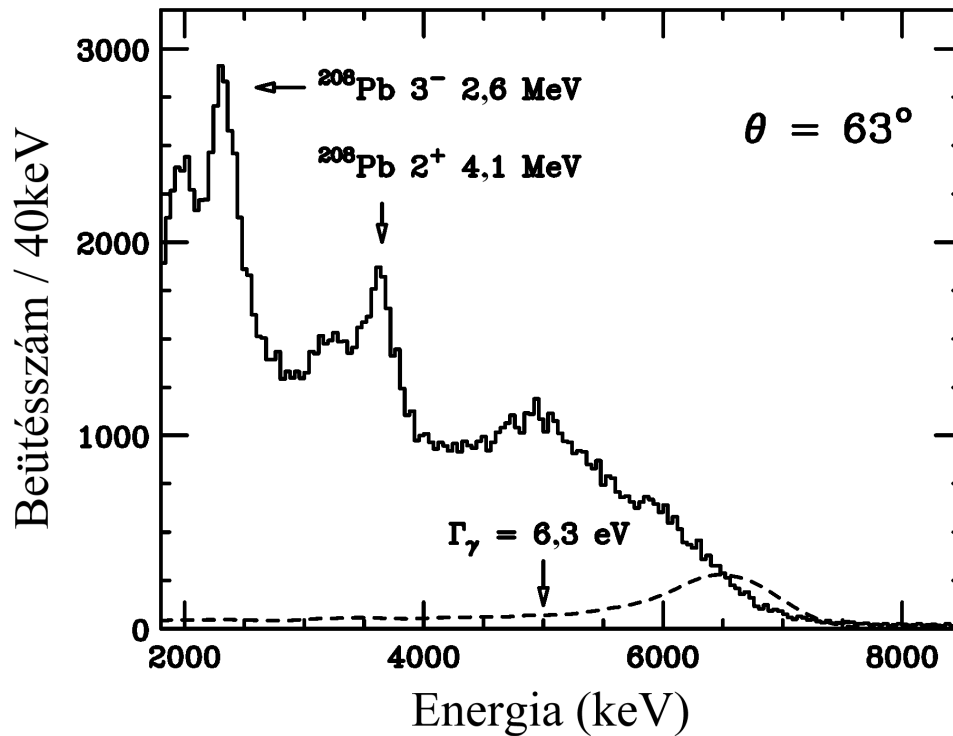
$$\Gamma_\gamma = 6,3 \text{ eV [12] illetve } \Gamma_\gamma = 1,75 \pm 0,60 \text{ eV [14]}$$

A  $^{15}\text{N}$   $E_x = 7,30$  MeV analóg állapota alapján ugyanakkor  $\Gamma_\gamma = 1,08 \pm 0,08$  eV [97] sugárzási szélesség becsülhető. Ezt a becslést támasztja alá Bertone mérése is [98], melynek során az  $^{15}\text{O}$   $E_x = 6,79$  MeV nivójának élettartamát mérte meg, és ebből  $\Gamma_\gamma = 0,41^{+0,34}_{-0,13}$  eV szélesség értéket határozott meg. A méréshez használt Doppler-eltolódási módszer (DSAM: Doppler Shift Attenuation Method) azonban a fékezőképességek korlátozott ismerete miatt szisztematikus hibával lehet terhelve, mint ahogy ezt korábbi mérésorozatunk során kimutattuk [99, 100, 101].

Ezért az  $^{15}\text{O}$   $E_x = 6,79$  MeV-es nivójának sugárzási szélességét nagyenergiájú  $^{15}\text{O}$  radioaktív nyaláb Coulomb gerjesztésével mértük meg. A mérési elrendezés hasonló a 4.1. fejezetben ismertetett  $^{22}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Al}$  kísérletéhez (65. ábra). A 65 %-ban  $^{15}\text{O}$ -izotópból álló radioaktív nyalábot a RIKEN-ben működő RIPS berendezéssel állítottuk elő (61. ábra), és a nyalábot ólomcéltárggyal ütköztettük. A kilépő  $^{15}\text{O}$ -részecskéket egy szegmentált plasztikszcintillátor hodoszkóppal (59. ábra), míg az  $^{15}\text{O}$  legerjesztődéséből származó gamma-sugárzást a DALI szegmentált NaI(Tl)-detektorrendszerrel (60. ábra) mértük.

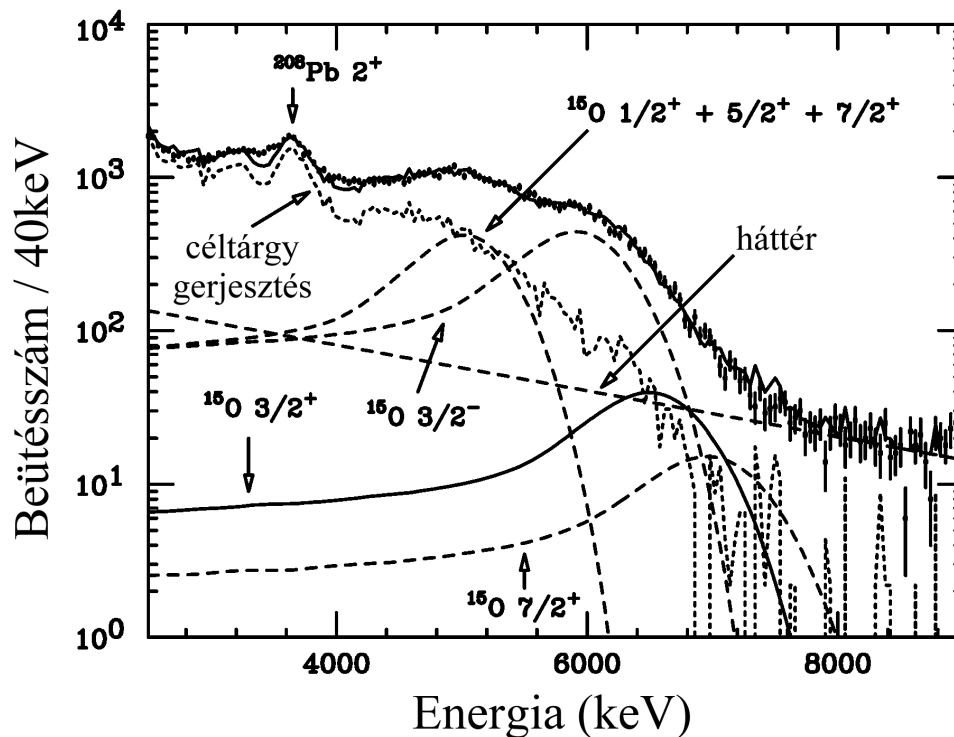
A DALI 64 NaI(Tl) kristálya a céltárgy körül négy szöget fed le ( $\theta = 63^\circ$ ,  $86^\circ$ ,  $105^\circ$  és  $127^\circ$ ). A Doppler-eltolódás mértéke függ a detektorok szögétől, így az  $^{15}\text{O}$ -ból származó  $E_\gamma = 6,79$  MeV-es csúcs a laboratóriumi rendszerben  $E_\gamma = 7,61$  MeV energián látható. Ugyanakkor az álló ólomcéltárgy legerjesztődéséből származó gamma-sugárzás nem szenved Doppler-eltolódást, ezért az előreszögben mérő detektorok esetében az ólomcéltárgy háttere jobban szeparálható. A 73. ábrán mutatom be a  $\theta = 63^\circ$ -ban eredményül kapott gamma-spektrumot, szaggatott vonallal jelölve azt a szimulációs spektrumot, melyet akkor kellene kapnunk, ha Schröder vitatott  $\Gamma_\gamma = 6,3$  eV [12] eredménye igaz lenne. Látható, hogy mérésünk nem igazolja a fenti sugárzási szélességet. A 74. ábrán a spektrum teljes analízisét mutatom be, mely során hat különböző komponenst

használtunk fel. Ezek közül négy az  $^{15}\text{O}$  különböző átmeneteire vonatkozik, egy a céltárgy gerjesztésére, egy pedig a folytonos háttérre. A fenti illesztések eredményeként az  $^{15}\text{O}$   $E_x = 6,79$  MeV nivójának sugárzási szélességére kapott értékünk  $\Gamma_\gamma = 0,95 \pm 0,60$  eV [T4c:36], figyelembe véve azonban más nívókból e nívóra történő lehetséges, de esetünkben nem meghatározott átmeneteket, melyek csökkenthetik a szélességet, az elfogadott értékünk felső korlát,  $\Gamma_\gamma = 0,95^{+0,60}_{-0,95}$  eV. E független méréssel tehát megerősítettük 1.2. fejezetben elért eredményünket.



73. ábra.  $^{15}\text{O}$  dúsított  $^{208}\text{Pb}$  céltárgyon történő Coulomb-gerjesztésének Doppler-eltolódásra korrigált gamma-spektruma a DALI detektorrendszer  $\theta = 63^\circ$  szögben fekvő detektoraival mérve. Az  $^{208}\text{Pb}$  céltárgy nyilakkal jelzett gerjesztésein kívül szaggatott vonallal feltüntettem a Schröder  $\Gamma_\gamma = 6,3$  eV [12] eredményét felhasználó szimulációval kapott spektrumot is.





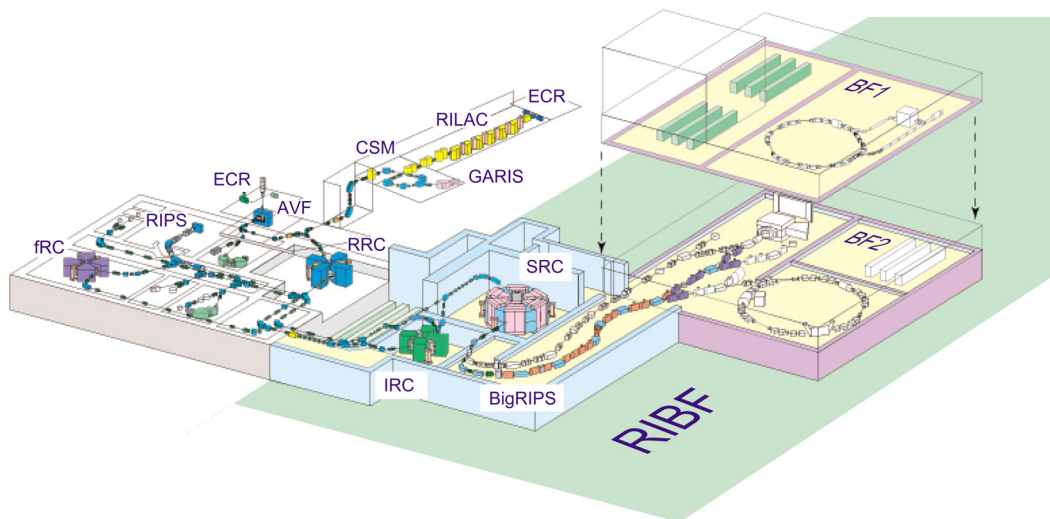
74. ábra. Az  $^{15}\text{O}$  Coulomb-gerjesztés gamma-spektrumának teljes analízise. Az analízishez felhasznált céltergységgerjesztési és háttér-spektrum mellett feltüntettem az  $^{15}\text{O}$  különböző átmeneteihez (15. ábra) tartozó részspektrumokat is. Megfigyelhető, hogy a hat részspektrum összege jól átfed a mérési pontokkal.

### Saját hozzájárulás

A radioaktív nyalábokkal végzett mérések a használt detektálási technika bonyolultsága miatt a méréstől függően 20–30 kutató hozzájárulását igénylik. A fenti mérések egy része 1997–2000 közötti japán tanulmányutam alatt történt. Az elmúlt években sikerült a RIKEN kutatóintézettel több közös mérési tervet benyújtanom, és 2001–2004 között évente egy-két alkalommal a mérőrendszerek tervezésében, kiépítésében, tesztelésében és a méréseken részt vettem. Témavezetője vagyok a 2005-ben aláírt hosszútávú RIKEN–ATOMKI együttműködési szerződésnek.

## Kitekintés

Jelenleg több elfogadott mérési pályázatunk van a RIKEN-ben, elsősorban az egzotikus szénizotópok szisztematikájának tanulmányozására. Ugyanakkor tervezünk végleges formában kiépíteni egy kb. 300 CsI(Tl) kristályból álló töltötttrészecske-detektort. Ezt az új detektorrendszert a RIKEN 2007-ben megépülő új, nagyobb intenzitású és szélesebb választékú radioaktív nyalábokat biztosító rendszerén (75. ábra) fogjuk használni.



75. ábra. A RIKEN tervezett „radioaktívnyaláb-gyára”. Az ábra bal oldalán a jelenleg is működő rendszer (58. ábra) található, az ábra jobb oldalán az IRC (Intermediate-stage Ring Cyclotron) és SRC (Superconducting Ring Cyclotron) új ciklotronokat, valamint az új **BigRIPS** tömegszeparátort és a tervezett tárológyűrűket láthatjuk. A rendszer a stabil magok teljes tartományában 350–400 MeV/nukleon energiájú, 1 részecske  $\mu\text{A}$  intenzitású nyaláb előállítására lesz képes. Ennek eredményeként lehetővé válik a radioaktív nyalábok választékának és intenzitásának növelése.

## 5. Összefoglalás

A nukleáris asztrofizika kiváló példája napjaink interdiszciplináris kutatásainak: a geológusok által feltárt földi anyagok eredetét a csillagászok által kutatott égi objektumokban lejátszódó atommagfizikai reakciók segítségével asztrofizikusok modellezik. Eredményeinket a fenti tudományágak mindegyike használja, de egyes eredményeink a szilárdtestfizikusok számára is fontosak.

Az elmúlt tíz évben az ATOMKI nukleáris asztrofizikai csoportja a téma vezető laboratóriumainak sorába lépett. Az egyes nehéz izotópok keletkezéséért felelős asztrofizikai p-folyamat magfizikai vonatkozásainak tanulmányozása világviszonylatban is az intézetünkben kezdődött [44, 63]. Méréseink egyedülállóan átfogóak, mert az ATOMKI gyorsító- és detektorparkjára támaszkodva párhuzamosan vizsgálunk nemcsak sugárzásos alfa- és protonbefogási hatáskeresztmetszeteket in-beam és aktivációs módszerekkel, hanem ugyanakkor rugalmas alfa-szórási méréseinkből optikai potenciálokat is számítunk ugyanazon atommagokra. E potenciálok használhatók fel mérési eredményeink értelmezésére. Ezenkívül aktivációs méréseinket felezésiidő-mérésekkel pontosítjuk.

Ugyanakkor sikeres mérési programokat valósítunk meg két olyan laboratóriumban, melyek különleges feltételeket biztosítanak a nukleáris asztrofizikai kutatásokhoz. A LUNA (Laboratory Underground for Nuclear Astrophysics) föld alatti gyorsítólaboratóriumban nagyáramú hagyományos gyorsítók föld alá telepítésével, a RIKEN japán kutatóintézetben pedig radioaktív nyalábokat előállító gyorsítórendszer kiépítésével vált lehetővé, hogy olyan kutatási programokat indítsunk el, melyek a nukleáris asztrofizika eddig megoldhatatlannak látszó problémáira adtak megoldást.

Jelen dolgozatban bemutatott eredményeim:

- A LUNA (Laboratory Underground for Nuclear Astrophysics) nemzetközi együttműködés keretében a pp-lánc és a CNO-ciklus egy-egy reakcióját vizsgáltuk alacsony bombázó energián.
  - A pp-ciklus  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reakciója esetében a világon elsőként hatáskeresztmetszeteket határoztunk meg a Gamow-ablaknak megfelelő bombázó energiatartományban [T1a:1]. Ehhez a méréshez egy alacsony háttérű gázcéltárgyrendszert fejlesztettünk ki [T1a:3].
  - A CNO-ciklus kulcsreakciója, a  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  egyelőre nem tanulmányozható a Gamow-ablak tartományában; itt nagy tisztaságú szilárd céltárgyak kifejlesztésével és vizsgálatával [T1b:4c, T1b:5]

az eddigi legalacsonyabb,  $E_p = 140$  keV bombázó energián határoztuk meg a reakció hatáskeresztmetszetét, és méréseink feloldották a korábbi mérések kiértékelései közötti ellentmondásokat [T1b:7]. Eredményünk nemcsak a BOREXINO neutrínódetektálási kísérlet szisztematikus hibáját csökkenti, hanem közvetetten új értéket szolgáltat a gömbhalmazok életkorára [T1b:8].

- A csillagokban lejátszódó magreakciók, mint kisenergiájú ütközések vizsgálata során két új jelenséget fedeztünk fel, és tanulmányoztunk szisztematikusan.
  - A bochumi Ruhr Egyetemmel közös kísérleteinkben egy új módszerrel deutérium energiavesztését mértük meg  $^3\text{He}$  gázban és azt találtuk, hogy egy bizonyos küszöbenergia alatt a fékezőképesség ugrásszerűen lecsökken, és eléri a nagyságrendekkel kisebb magfékezőképesség értékét [T2a:9, T2a:10, T2a:11]. A jelenségre magyarázatot az adhat, hogy az ütközési energia olyan kicsinnyé válik, hogy ez az energia már nem elegendő a  $^3\text{He}$ -atom legkisebb elektrongerjesztéséhez.
  - A laboratóriumi mérések során a céltárgy elektronfelhője leárnyékolja az ütköző atommagok tasztítását, a magreakció hatáskeresztmetszetét növelő elektronárnyékolás lép fel. Az elektronárnyékolás fémek közegtől való függését tanulmányoztuk szisztematikusan a  $d(d,p)t$  reakcióban [T2b:12, T2b:13], és azt tapasztaltuk, hogy az elektronárnyékolás hatása fémek közegben megnő, és a növekedés mértéke korrelációt mutat a fémek közeg szabadelektron-sűrűségével [T2b:16].
- A nukleáris asztrofizika számára fontos magfizikai alapadatokat határoztunk meg, ezzel pontosítva csillagászati észleléseket, hatáskeresztmetszetszméréseket és elméleti becsléseket.
  - A  $^{44}\text{Ti}$  izotóp szupernóvában történő keletkezését kimutató csillagászati észlelések értelmezéséhez új, radioaktív nyaláb implantálásán alapuló módszert dolgoztunk ki az izotóp felezési idejének megmérésére [T3a:18c], és eredményeinkkel csökkent a „Kassziopéia A” szupernóvában keletkezett  $^{44}\text{Ti}$  becsült mennyiségének szisztematikus hibája [T3a:19]. A  $^{148}\text{Gd}$  felezési idejét hagyományos módszerrel, egy rendkívül stabil adatgyűjtő rendszer összeállításával mértük meg [T3a:20c], ezen eredményeink az asztrofizikai p-folyamatban fontos  $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$  reakció hatáskeresztmetszetének megbízhatóságát növelik.

- Az asztrofizikai p-folyamatot modellező reakcióhálókbán használt statisztikus modell alfa-részecskék által indukált befogási reakciók esetén rendkívül érzékeny az optikai potenciál paramétereire. A Darmstadti Műszaki Egyetemen együttműködésben a  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  és  $^{112}\text{Sn}$  protongazdag atommagokon (p-magok) történt alacsony energiájú rugalmas szórás kísérleteinkből optikai potenciálokat határoztunk meg [T3b:21, T3b:25c, T3b:26c], melyeket a statisztikus modellben használtunk a p-magok keletkezéséért döntően felelős reakciók hatáskeresztmetszeteinek becslésére.
- Radioaktív nyalábokat előállító gyorsítók használatával magas hőmérsékleten lejátszódó asztrofizikai reakciókat, és egzotikus atommagokat vizsgáltunk.
  - A japán RIKEN kutatóintézetbe telepített gyorsítókön japán-magyar együttműködésben történt mérésekkel meghatároztuk a  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)$  reakció hatáskeresztmetszetét [T4a:27c, T4a:28c, T4a:29c] és ezzel bebizonyítottuk, hogy e reakció a nóvákban nem csökkenti a  $^{22}\text{Mg}$  bomlásából származó  $^{22}\text{Na}$  izotóp mennyiségét.
  - Alacsony energiájú  $^{11}\text{C}$  és  $^{14}\text{O}$  radioaktív nyalábokkal átfogóan tanulmányoztuk a  $^{11}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{N}$  [T4b:32] valamint az  $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$  [T4b:34c, T4b:35c] reakciók rezonanciáit.
  - Az  $^{15}\text{O}$  Coulomb-gerjesztésével történt méréssel [T4c:36] felső korlátot adtunk az  $^{15}\text{O}$   $E_x = 6,79$  MeV szintjének sugárzási szélességére, és ezzel független méréssel megerősítettük saját, a CNO ciklus  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reakciójára vonatkozó eredményünket.

Az elmúlt évek során a LUNA-II kollaboráció teljes jogú tagjaivá váltunk. Legfontosabb eredményünk, hogy a világon elsőként sikerült méréseinkkel elérni asztrofizikailag fontos energiatartományt a  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reakcióban, vagyis ebben az esetben már nem kell extrapolációra szorítkozni. A fenti mérést leíró közleményünk az Elsevier Kiadó olvasottsági tanulmánya alapján az év legjobb 10 cikke közé került. Német kutatókkal közösen az asztrofizikában fontos rendkívül alacsony energiájú ütközések két anomáliájára derítettünk fényt. Méréseink szerint egyes ion–anyag ütközésekben a fékezőképesség váratlanul lecsökken. Az elektronárnyékolás viszont más esetekben hirtelen megnőhet. Eredményeink nemcsak az asztrofizika, hanem a szilárdtestfizika számára is meglepőek, a mérések átfogó elméleti értelmezése még várat magára.

Eredményeimet a nemzetközi tudományos közösség a hivatkozások és meghívott előadások mellett azzal is elismerte, hogy az Európai Fizikai Társulat (EPS)

XVII. magfizikai konferenciáját 2002-ben Debrecenben az ATOMKI asztrofizikai csoportja szervezhette meg és hasonló konferencia szervezésére kaptam megbízást 2005-re.

Az építés alatt álló nagyberendezések karakterisztikái alapján már most megjósolható, hogy a kísérleti nukleáris asztrofizika az elkövetkező tíz évben a nukleoszintézis több kiemelkedő fontosságú problémájára fog választ adni. Célunk, hogy továbbra is a téma élfrontján maradjunk. Terveink között szerepel az építés alatt álló „RIKEN Radioactive Beam Factory” használata, mely megépítése után a világ legintenzívebb radioaktív nyalábját biztosítja majd. Az asztrofizikai p-folyamat tanulmányozása során meg szeretnénk valósítani a világon elsőként gamma-indukált reakció közvetlen vizsgálatát. Jelenleg ez technikai akadályok miatt nem lehetséges, de a szinkrotronok folyamatos fejlesztése biztató jövőt sugall.

## 6. Summary

The understanding of our cosmic heritage combines astrophysics and nuclear physics, and that is nuclear astrophysics. Nuclear reactions are at the heart of nuclear astrophysics: they govern the nucleosynthesis of the elements in the earliest stages of the universe and in all the objects formed thereafter, and control the associated energy generation, neutrino luminosity, and the evolution of stars. Reliable knowledge of the rates of these reactions is essential to understanding this broad picture.

The present study is a summary of the efforts made during the last decade in the field of basic experimental research of nuclear reactions relevant to various scenarios of nucleosynthesis. The major achievements are listed below:

- Two reactions have been studied at the LUNA underground accelerator, which provides excellent background conditions owing to the high suppression of cosmic radiation. In the case of  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  the solar Gamow window was reached for the first time, while for the  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reaction, which is the bottleneck of the CNO cycle, our study solved the discrepancy between different analyses of a previous experimental result.
- In ultralow-energy collisions, often responsible for nonexplosive nucleosynthesis, phenomena of atomic physics also play an important role. In a study of stopping power in gas we found a threshold behaviour of electronic stopping power of deuterons in  $^3\text{He}$  gas. We also started a systematic study of electron screening in metallic environments, where we found an anomalous enhancement in the electron screening potential for several metals at room temperature, and for all investigated metals at 200°C.
- Half-lives of  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{148}\text{Gd}$  have been determined with high precision, with specific activity determination and decay experiments, respectively.
- Alpha-nucleus potentials are important ingredients of the calculation of  $(\gamma,\alpha)$  photodisintegration rates in the astrophysical  $\gamma$ -process. It has been shown that there are large uncertainties for the prediction of  $(\gamma,\alpha)$  reaction rates because of the limited knowledge of alpha-nucleus potentials at the astrophysically relevant energies. Therefore, we started a systematic study of  $(\alpha,\alpha)$  elastic scattering on various p-nuclei, and measured the angular distributions of the scattered alpha particles with high

accuracy at low-energy bombardment. For the experiments the scattering chamber installed at the ATOMKI Cyclotron has been used.

- In explosive scenarios the nucleosynthesis involves reactions on nuclei far from stability. Therefore, the understanding of those exotic nuclei is of primary importance for the nuclear astrophysics community. In collaboration with RIKEN the  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reaction has been studied by the Coulomb dissociation of  $^{23}\text{Al}$ . In addition, the E1 strength of the subthreshold  $3/2^+$  state in  $^{15}\text{O}$  has been determined via Coulomb excitation in inverse kinematics.
- In a collaboration with Tokyo University, Japan, resonance states were studied in the  $^{11}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{N}$  and  $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$  reaction.

Although there is a wide range of nuclear physics problems presented, those experiments are connected by the remarkable technological developments and by the astrophysical problems behind.



## 7. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni Lovas Rezső akadémikusnak, az MTA ATOMKI igazgatójának, hogy felismerte a nukleáris asztrofizikai kutatások fontosságát, és támogatta munkámat.

A dolgozatban bemutatott eredmények az MTA ATOMKI asztrofizikai csoportja kiváló csapatmunkájának köszönhetők. A csoport tagjai: Elekes Zoltán Ph.D., Gyürky György Ph.D., Somorjai Endre, az MTA doktora és Kiss Gábor. A dolgozat harmadik fejezetében bemutatott közleményekben szerzőtársaim voltak: Krasznahorkay Attila az MTA doktora, valamint Máté Zoltán és Zolnai László kandidátusok. Ezenkívül köszönöm az MTA ATOMKI Elektrosztatikus Gyorsítók Osztálya dolgozóinak, hogy az elmúlt 15 évben segítették munkámat.

Jelen dolgozat anyagából számos hallgató Ph.D. disszertációi készültek el: A. Formicola (LNGS, Olaszország), H. Costantini (Genovai Egyetem, Olaszország) és D. Bemmerer (Műszaki Egyetem, Berlin, Németország) az első fejezet témakörében, F. Raiola (Ruhr Egyetem, Bochum, Németország, előkészületben) a második fejezet, D. Galaviz (Műszaki Egyetem, Darmstadt, Németország) a harmadik, T. Gomi (Rikkyo Egyetem, Tokió, Japán) pedig a negyedik fejezet témakörében.

Köszönetet mondok a mérések során együttműködő külföldi csoportok vezetőinek: C. Brogini (LUNA-együttműködés, Olaszország), C. Rolfs (Ruhr Egyetem, Bochum, Németország), P. Mohr (Műszaki Egyetem, Darmstadt, Németország), S. Kubono (Tokió Egyetem, Japán) és T. Motobayashi (RIKEN, Japán).

Az elmúlt tíz év során munkámat számos magyar illetve külföldi pályázat is támogatta: Országos Tudományos Kutatási Alapprogramok, Oktatási Minisztérium, Európai Unió Mobilitási Program (TARI), bilaterális MTA együttműködések, STA ösztöndíj (Japán), Centre of Excellence ösztöndíj (Tokió Egyetem, Japán) valamint az MTA Bolyai ösztöndíja.

Végezetül külön szeretnék köszönetet mondani Somorjai Endrének, az MTA doktorának az elmúlt 15 évben közösen végzett munkáért, és azért, hogy lehetőséget adott számomra, hogy fiatal kutatóként a nukleáris asztrofizikai vizsgálatokba bekapcsolódhassak.

## Hivatkozások

### Irodalomjegyzék

- [1] G. Wallerstein, ... , Rev. Mod. Phys. 69 (1997) 995.
- [2] E.M. Burbidge, ..., Rev. Mod. Phys 29 (1957) 547.
- [3] M. Harakeh, ... , NuPECC Long Range Plan 2004: Perspectives for Nuclear Physics Research in Europe. (2004)
- [4] M.S. Turner, ... , Eleven Science Questions for the New Century, National Academy Press, 2002.
- [5] N. Auerbach, Zs. Fülöp, Nucl. Phys. News 13 (2003) 17.
- [6] C.Rolfs és W.S.Rodney, *Cauldrons in the Cosmos* The University of Chicago Press,1988
- [7] R. Bonetti, ... , Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 5205.
- [8] J.N. Bahcall, ... , Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 121301.
- [9] G.M. Griffiths, ... , Can. J. Phys. 41 (1963) 724.
- [10] G.J. Schmid, ... , Phys. Rev. C 56 (1997) 2565.
- [11] Borexino Collaboration, LNGS Annual Report (1996).
- [12] U. Schröder, ... , Nucl. Phys. A 467 (1987) 240.
- [13] C. Angulo, ... , Nucl. Phys. A 656 (1999) 3.
- [14] C. Angulo, ... , Nucl. Phys. A 690 (2001) 755.
- [15] K. Krieger, Science 304 (2004) 1226.
- [16] H. Costantini, ... Zs. Fülöp, ... , Nucl. Phys. A, közlésre elfogadva.
- [17] H.Andersen and J.F.Ziegler *The Stopping and Ranges of Ions in Matter* (Pergamon,New York),1977 e SRIM2000.39/2003 (update)
- [18] E. Rauhala, ... Zs. Fülöp, ... , Nucl. Tracks and Rad. Meas. 20 (1992) 611.

- [19] E. Raisanen, ... Zs. Fülöp, ... , Rad. Meas. 23 (1994) 749.
- [20] H. Costantini, ... , Phys. Lett. B 482 (2000) 43.
- [21] R. Golser, ... , Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1831.
- [22] C.Rolfs, ... , Nucl. Instr. Meth. B 99 (1995) 297.
- [23] Somorjai Endre, Akadémiai Doktori Értekezés (2000)
- [24] U.Greife, ... , Z. Phys. A 351 (1995) 107.
- [25] K.Czerski, ... , Europhys. Lett. 54 (2001) 449.
- [26] H.Yuki, ... , JETP Lett. 68 (1998) 823.
- [27] L. Gialanella, ... Zs. Fülöp, ... , Nucl. Instr. Meth. B197 (2002) 150.
- [28] L. Gialanella, ... Zs. Fülöp, ... , AIP Conf. Proc. 680 (2003) 469.
- [29] Zs. Fülöp, ... , Nucl. Phys. A közlésre elfogadva.
- [30] A.F.Iyudin, ... , Astron. Astrophys. 284, (1994) L1.
- [31] J. Wing, ... , Nucl. Chem. 27 (1965) 487.
- [32] P.E. Moreland, ... , Nucl Chem. 27 (1965) 493.
- [33] D. Frekers, ... , Phys. Rev. C 28 (1983) 1756.
- [34] D.E. Alburger, ... , Phys. Rev. C 41 (1990) 2320.
- [35] J. Meissner, ... , AIP Conf. Proc. 327 (1995) 303.
- [36] J. Meissner, Doctoral dissertation, Department of Physics, Notre Dame, IN, USA, 1996.
- [37] J. Görres, ... , Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2554.
- [38] H.Kumagai, I. Tanihata, RIKEN Accel.Prog.Rep. 31 (1998) 164.
- [39] J.A. Winger, B.M. Sherrill, Nucl.Instr. Meth. B70 (1992) 380.
- [40] E.B. Norman, ... , Phys. Rev. C 57 (1998) 2010.
- [41] I. Ahmad, ... , Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2550.

- [42] F.E.Wietfeldt, ... , Phys. Rev. C 59 (1999) 529.
- [43] Y. Mochizuki, ... , Astron. Astrophys. 346 (1999) 831.
- [44] E. Somorjai, Zs. Fülöp, ... , Astron. Astrophys. 333 (1998) 1112.
- [45] A. Rytz, At. Data Nucl. Data Tables 47 (1991) 205.
- [46] L.K. Peker, Nucl. Data Sheets 59 (1990) 393.
- [47] J.O. Rasmussen, ... , Phys. Rev. 89 (1953) 33.
- [48] Yu.A. Surkov, Dokl. Akad. Nauk 115 (1957) 904.
- [49] A. Siivola, Ann. Acad. Sci. Fennicae, Ser A VI, No.109 (1962)
- [50] A.M. Friedman, ... , Radiochim. Acta 5 (1966) 192.
- [51] R.J. Prestwood, ... , Phys. Rev. C24 (1981) 1346.
- [52] E. Anders, ... , Geochim. Cosmochim. Acta 53 (1989) 197.
- [53] M. Arnould, Astronomy and Astrophysics 46 (1976) 117.
- [54] S.E. Woosley, ... , Ap. J. Suppl. 36 (1978) 285.
- [55] M. Rayet, Astronomy and Astrophysics 227 (1990) 271.
- [56] M. Arnould, ... , Phys. Rep. 384 (2003) 1.
- [57] T. Rauscher, ... , At. Data Nucl. Data Tables 79 (2001) 47.
- [58] S. Goriely, Nuclei in the Cosmos V, Edition Frontieres Paris, (1998) 314.
- [59] H. Utsunomiya, Nucl. Phys. doi:10.1016/j.nuclphysa.2004.06.025.
- [60] Zs. Fülöp, ... , Nucl. Phys. A 604 (1996) 286.
- [61] Zs. Fülöp, ... , Proc. Eur. Workshop on Heavy Element Nucleosynthesis, ATOMKI, Debrecen, (1994) 86.
- [62] Zs. Fülöp, ... , AIP Conf. Proc. 327 (1995) 277.
- [63] Zs. Fülöp, ... , Z. Phys. A 355 (1996) 203.

- [64] E. Somorjai, Zs. Fülöp, ... , Nucl. Phys. 621 (1997) 293.
- [65] Gy. Gyürky, ... Zs. Fülöp, ... , Phys. Rev. C 64 (2001) 5803.
- [66] Gy. Gyürky, Zs. Fülöp, ... , Nucl. Phys. A718 (2003) 599.
- [67] Gy. Gyürky, Zs. Fülöp, ... , Phys. Rev. C 68 (2003) 055803.
- [68] P. Mohr, ... Zs. Fülöp, ... , Phys. Rev. C55 (1997) 1523.
- [69] Z. Máté, ... , Acta Phys. Hung. 65 (1989) 287.
- [70] Galaviz D., Fülöp Zs., Phys. Rev. C közlésre benyújtva.
- [71] M. Wit, ... , Phys. Rev. C 12 (1975) 1447.
- [72] Y. Awaya, ... , J. Phys. Soc. Jap. 33 (1972) 881.
- [73] S. J. Burger, ... , Nucl. Phys. A243 (1975) 461.
- [74] N. T. Burtebaev, ... , Sov. J. Nucl. Phys. 51 (1990) 827.
- [75] Y. Eisen, ... , Nucl. Phys. A236 (1974) 327.
- [76] I. Badawy, ... , Phys. Rev. C 17 (1978) 978.
- [77] R.L. Hahn, Phys. Rev. 137 (1965) B1491.
- [78] W. Rapp, ... , Phys. Rev. C 66 (2002) 015803.
- [79] N. Özkan, ... , Nucl. Phys. A 710 (2002) 469.
- [80] Gy. Gyürky, ... Zs. Fülöp, ... , Nucl. Phys. A, (2005) közlésre elfogadva
- [81] Zs. Fülöp, ... , RIKEN Accel. Prog. Rep. 38 (2005), közlésre elfogadva
- [82] E. Koltay: Atommagfizika: utak, célok, hatások MTA Közgyűlési Előadások 2000 május (2001) 1705.
- [83] I. Tanihata, ... , Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676.
- [84] K. Ieki, ... , Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 730.
- [85] Z. Elekes, ... Zs. Fülöp, ..., Phys. Lett. B 599 (2004) 17.

- [86] Zs. Fülöp: Egzotikus magfizika. Közgyűlési Előadások 2001, MTA, közlésre elfogadva
- [87] F. Strieder, ... Zs. Fülöp, ..., Nucl. Phys. A 696 (2001) 219.
- [88] A.F.Iyudin, ... , Astron. Astrophys. 300, (1995) 422.
- [89] F. Stegmüller, ... , Nucl. Phys. A 601 (1996) 168.
- [90] J.A. Caggiano, ... , Phys. Rev. C 64 (2001) 025802.
- [91] R. Mitalas, Astrophys. J. 290 (1985) 273.
- [92] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 506 (1990) 1.
- [93] Y. Yanagisawa, ... , Nucl. Instr. Meth. A 539 (2005) 74.
- [94] B. Harss, ..., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 3964.
- [95] J.C. Blackmon, ... , Nucl. Phys. A 688 (2001) 142.
- [96] B. Harss, ..., Phys. Rev. C 65 (2002) 035803.
- [97] R. Moreh, ..., Phys. Rev. C 23 (1981) 988.
- [98] P.F. Bertone, ..., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 152501.
- [99] P. Tikkanen, ..., Zs. Fülöp, ..., Phys. Rev. C 43 (1991) 2162.
- [100] P. Tikkanen, ..., Zs. Fülöp, ..., Phys. Rev. C 47 (1993) 145.
- [101] A. Kangasmäki, ..., Zs. Fülöp, ..., Phys. Rev. C 58 (1998) 699.

## A dolgozathoz kapcsolódó saját közlemények

A dolgozat alapjául szolgáló közlemények csoportosítása a következő: a referált, impakt faktorral rendelkező nemzetközi folyóiratokban megjelent közleményeket a fejezetek témakörei szerint csoportosítva találjuk. Amennyiben egy ilyen közlemény konferenciához kapcsolódik, azt „c”-vel jelölöm. A saját közleményeket sorszámmal is elláttam. A fejezetek egyben több részből álló tézispontokat is alátámasztanak, ez magyarázza a publikációk jelölésmódját, pl: a [T3a:19] publikáció a 3. fejezet (tézispont) a) részét alátámasztó közlemény, mely a dolgozat 19.sz. saját publikációja. Külön csoportba kerültek a nem referált konferenciakiadványokban megjelent publikációk, valamint a szerkesztett művek, és azok a publikációk, amelyek saját eredményt tartalmaznak, de a dolgozatban nem kerültek részletezésre.

### Referált közlemények

#### 1. fejezet témakörében

- [T1a:1] Casella C., ... Fülöp Zs. (12), ... Zavatarelli S. (36):  
*First measurement of the  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  cross section down to the solar Gamow peak.*  
Nucl. Phys. **A706** (2002) 203.
- [T1a:2c] Junker M., LUNA Collab. [...Fülöp Zs.(11),...Zavatarelli S.(32)]:  
*Advances in cross section measurements with underground accelerators.*  
Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **110** (2002) 247.
- [T1a:3] Casella C., ... Fülöp Zs. (14), ... Zavatarelli S. (43):  
*A new setup for the underground study of capture reactions.*  
Nucl. Instr. Meth. **A489** (2002) 160.
- [T1b:4c] Strieder F., Fülöp Zs. (2), LUNA Collab. [ ... Zavatarelli S. (32)]:  
*Target stability and beam-induced background studies at the LUNA underground facility.*  
Nucl. Phys. **A718** (2003) 135.

- [T1b:5] Bemmerer D., ... Fülöp Zs. (10), ... Vomiero A. (33):  
*Feasibility of low energy radiative capture experiments at the LUNA underground accelerator facility.*  
Eur. Phys. J. **A** (2005) közlésre elfogadva.
- [T1b:6c] Formicola A., LUNA Collab. [...Fülöp Zs.(11),...Zavatarelli S.(32)]:  
*A new study of the  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  reaction at low energy.*  
Nucl. Phys. **A719** (2003) 94.
- [T1b:7] Formicola A., ... Fülöp Zs. (11), ... Zavatarelli S. (32):  
*Astrophysical S-factor of  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ .*  
Phys. Lett. **B591** (2004) 61.
- [T1b:8] Imbriani G., ... Fülöp Zs. (9), ... Zavatarelli S. (30):  
*The bottleneck of CNO burning and the age of Globular Clusters.*  
Astronomy and Astrophysics **420** (2004) 625.

## 2. fejezet témakörében

- [T2a:9] Formicola A., ... Fülöp Zs. (11), ... Zavatarelli S. (30):  
*Energy loss of deuterons in  $^3\text{He}$  gas: a threshold effect.*  
Eur. Phys. J. **A8** (2000) 443.
- [T2a:10] Raiola F., ... Fülöp Zs. (11), ... Zavatarelli S. (32):  
*Stopping power of low-energy deuterons in  $^3\text{He}$  gas.*  
Eur. Phys. J. **A10** (2001) 487.
- [T2a:11] Aliotta M., ... Fülöp Zs. (11), ... Zavatarelli S. (31):  
*Electron screening effect in the reactions  $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$  and  $d(^3\text{He},p)^4\text{He}$ .*  
Nucl. Phys. **A690** (2001) 790.
- [T2b:12] Raiola F., ... Fülöp Zs. (13), ... Zavatarelli S. (37):  
*Enhanced electron screening in  $d(d,p)t$  for deuterated Ta.*  
Eur. Phys. J. **A13** (2002) 377.
- [T2b:13] Raiola F., ... Fülöp Zs. (12), ... Winter J. (26):  
*Electron screening in  $d(d,p)t$  for deuterated metals and the periodic table.*  
Phys. Lett. **B547** (2002) 193.



- [T2b:14c] Raiola F., LUNA Collab. [ ... Fülöp Zs. (11), ... Zavatarelli S. (32)]:  
*Electron screening in  $d(d,p)t$  for deuterated metals.*  
Nucl. Phys. **A719** (2003) 61.
- [T2b:15c] Bonomo C., ... Fülöp Zs. (3), ... Aliotta M. (12):  
*Enhanced electron screening in  $d(d,p)t$  for deuterated metals: a possible classical explanation.*  
Nucl. Phys. **A719** (2003) 37.
- [T2b:16] Raiola F., ... Fülöp Zs. (11), ... Winter J. (24):  
*Enhanced electron screening in  $d(d,p)t$  for deuterated metals.*  
Eur. Phys. J. **A19** (2004) 283.
- [T2b:17c] Rolfs C., LUNA Collab. [ ... Fülöp Zs. (11), ... Zavatarelli S. (32):  
*Enhanced electron screening in  $d(d,p)t$  for deuterated metals.*  
Prog. Theor. Phys. Suppl. **154** (2004) 373.

### 3. fejezet témakörében

- [T3a:18c] Fülöp Zs. (1), ... Somorjai E. (19):  
*Half-life determination of  $^{44}\text{Ti}$  using radioactive beam technique.*  
AIP Conf. Proc. **529** (2000) 684.
- [T3a:19] Hashimoto T., ... Fülöp Zs. (5), ... Goswami R. (9):  
*Half-life of  $^{44}\text{Ti}$ .*  
Nucl. Phys. **A686** (2001) 591.
- [T3a:20c] Fülöp Zs. (1), ... Kaji D. (7):  
*The half-life of  $^{148}\text{Gd}$ .*  
Nucl. Phys. **A718** (2003) 688.
- [T3b:21] Fülöp Zs. (1), ... Rauscher T. (10):  
 *$^{92}\text{Mo}(\alpha, \alpha)^{92}\text{Mo}$  scattering, the  $^{92}\text{Mo}-\alpha$  optical potential, and the  $^{96}\text{Ru}(\gamma, \alpha)^{92}\text{Mo}$  reaction rate at astrophysically relevant energies.*  
Phys. Rev. **C64** (2001) 5805.
- [T3b:22c] Mohr P., ... Fülöp Zs. (5), ... Oberhummer H. (10):  
*Alpha-nucleus potentials at astrophysically relevant energies.*  
Nucl. Phys. **A688** (2001) 424.

- [T3b:23c] Galaviz D., ... Fülöp Zs. (3), ... Zolnai L. (11):  
*Alpha-nucleus potentials and photon-induced nucleosynthesis.*  
Nucl. Phys. **A718** (2003) 578.
- [T3b:24c] Galaviz D., ... Fülöp Zs. (3), ... Zolnai L. (11):  
*Determination of alpha-nucleus potentials by alpha-elastic scattering  
and its implications for the gamma-process.*  
Nucl. Phys. **A719** (2003) 111.
- [T3b:25c] Fülöp Zs. (1), Gyürky Gy. (2), Somorjai E. (3):  
*Nuclear physics aspects of the astrophysical p-process.*  
Phys. At. Nucl. **67** (2004) 1688.
- [T3b:26c] Fülöp Zs. (1), Gyürky Gy. (2), Somorjai E. (3):  
*Data needs for the astrophysical p-process.*  
Nucl. Phys **A** (2005) közlésre elfogadva.

#### 4. fejezet témakörében

- [T4a:27c] Gomi T., ... Fülöp Zs. (9), ... Ishihara M. (36):  
*Coulomb dissociation of  $^{23}\text{Al}$ .*  
Prog. Theor. Phys. Suppl. **146** (2002) 557.
- [T4a:28c] Gomi T., ... Fülöp Zs. (9), ... Ishihara M. (36):  
*Study of the  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reaction with the Coulomb-dissociation  
method.*  
Nucl. Phys. **A718** (2003) 508.
- [T4a:29c] Gomi T., ... Fülöp Zs. (9), ... Yoshida A. (45):  
*Study of the stellar  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reaction using the Coulomb-  
dissociation method.*  
Nucl. Phys. Suppl. **A734** (2004) 77.
- [T4b:30c] Teranishi T., ... Fülöp Zs. (16), Kato S. (17):  
*Experimental studies using a low-energy RI beam separator at CNS.*  
Nucl. Phys. **A718** (2003) 207.
- [T4b:31c] Teranishi T., ... Fülöp Zs. (16), Kato S. (17):  
*Study of resonance states using a low-energy RI beam separator at  
CNS.*  
Nucl. Phys. **A719** (2003) 253.

- [T4b:32] Teranishi T., ... Fülöp Zs. (16), Kato S. (17):  
*Study of resonance states in  $^{12}\text{N}$  using a radioactive ion beam of  $^{11}\text{C}$ .*  
Phys. Lett. **B556** (2003) 27.
- [T4b:33c] Teranishi T., ... Fülöp Zs. (37):  
*Low-energy radioactive-ion beam separator at CNS and resonance scattering experiments.*  
AIP Conf. Proc. **704** (2004) 447.
- [T4b:34c] Notani M., ... Fülöp Zs. (19), ... Kato S. (26):  
*Direct measurement of the astrophysical reaction  $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ .*  
Nucl. Phys. **A738** (2004) 411.
- [T4b:35c] Notani M., ... Fülöp Zs. (19), ... Kato S. (26):  
*Direct measurement of the astrophysical reaction  $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ .*  
Nucl. Phys. **A746** (2004) 113.
- [T4c:36] Yamada K., ... Fülöp Zs. (5), ... Ishihara M. (24):  
*E1 strength of the subthreshold  $3/2^+$  state in  $^{15}\text{O}$  studied by Coulomb excitation.*  
Phys. Lett. **B579** (2004) 265.

## Nem referált konferenciakiadványok

- [C1] Broggini C., LUNA Collab. [...Fülöp Zs.(11),...Zavatarelli S.(32)]:  
*Nuclear processes at solar energy.*  
23rd International Conference on Physics in Collision. PIC 2003.  
Zeuthen, Germany, 26-28 June, 2003. Proceedings. Eds: S. Rie-  
mann, W. Lohmann. eConf C030626, DESY-PROC-2003-2 (2003)  
21.
- [C2] Corvisiero P., LUNA Collab. [...Fülöp Zs.(11),...Zavatarelli S.(32)]:  
*LUNA, the first underground laboratory for nuclear astrophysics:  
Recent results and future perspectives.*  
Proceedings of Perspectives in Heavy Ion Physics. RIKEN and  
University of Tokyo, Japan, 26-29 Sept., 2003. Eds: K. Yoshida, S.  
Kubono, I. Tanihata et al. New Jersey, etc., World Scientific (2003)  
262.

- [C3] Fülöp Zs. (1), ... Somorjai E. (16):  
*Production of  $^{44}\text{Ti}$  at the RIKEN RIPS facility.*  
Nuclei in the cosmos V. Proceedings of the International Symposium on Nuclear Astrophysics. July 6-11, 1998. Volos, Greece. Ed.: N. Prantzos, S. Harrissopulos. Paris, Editions Frontieres (1998) 281.
- [C4] Gomi T., ... Fülöp Zs. (9), ... Yoshida A. (45):  
*Coulomb dissociation of  $^{23}\text{Al}$  — study of the  $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$  reaction.*  
Origin Of Matter And Evolution Of Galaxies 2003 RIKEN, Japan 17 - 19 November 2003, Ed.: M Terasawa, S Kubono, T Kishida, T Kajino, T Motobayashi, K Nomoto. World Scientific (2004) 477.
- [C5] Teranishi T., ... Fülöp Zs. (14), ... Kato S. (19):  
*Production of low-energy RI beams with the in-flight separator CRIB.*  
Proceedings of Perspectives in Heavy Ion Physics. RIKEN and University of Tokyo, Japan, 26-29 Sept., 2003. Eds: K. Yoshida, S. Kubono, I. Tanihata et al. New Jersey, etc., World Scientific (2003) 341.

### Szerkesztett művek

- [Ed1] Somorjai E., Fülöp Zs. (Eds.):  
*Proceedings of the European Workshop on Heavy Element Nucleosynthesis. March 9-11, 1994. Budapest, Hungary.*  
Debrecen, ATOMKI (1994)
- [Ed2] Gyürky Gy., Fülöp Zs. (Eds.):  
*Nuclear Physics in Astrophysics. 17th International Nuclear Physics Divisional Conference of the European Physical Society. Debrecen, Hungary, 30th Sept. - 4th Oct., 2002.*  
Europhysics Conference Abstracts **26H** (2002)
- [Ed3] Auerbach N., Fülöp Zs., Gyürky Gy., Somorjai E. (Eds.):  
*Nuclear Physics in Astrophysics - Proceedings of the 17th International Nuclear Physics Divisional Conference of the European Physical Society. Debrecen, Hungary, 30 Sept. - 4 Oct., 2002.*  
Nuclear Physics **A719** (2003)

- [Ed4] Fülöp Zs. (szerk.):  
*50 éves az ATOMKI*  
Fizikai Szemle **54/5** (2004)
- [Ed5] Fülöp Zs.:  
*Az elemek keletkezése. Ismeretterjesztő DVD.*  
Debrecen, ATOMKI (2004)

### A dolgozatban nem tárgyalt közleményeim a témában

- [N1] Korshennikov A.A., ... Fülöp Zs. (10), ... Tokanai F. (15):  
*Observation of an excited state in  ${}^7\text{He}$  with unusual structure.*  
Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3581.
- [N2] Iwasaki H., ... Fülöp Zs. (7), ... Ishihara M. (23):  
*Quadrupole deformation of  ${}^{12}\text{Be}$  studied by proton inelastic scattering.*  
Phys. Lett. **B481** (2000) 7.
- [N3] Iwasaki H., ... Fülöp Zs. (7), ... Ishihara M. (25):  
*Low-lying intruder  $1^-$  state in  ${}^{12}\text{Be}$  and the melting of the  $N=8$  shell closure.*  
Phys. Lett. **B491** (2000) 8.
- [N4] Iwasaki H., ... Fülöp Zs. (7), ... Ishihara M. (25):  
*Inelastic scattering on  ${}^{12}\text{Be}$  and disappearance of the  $N=8$  magic number.*  
Eur. Phys. J. **A13** (2002) 55.
- [N5] Takeuchi S., ... Fülöp Zs. (7), ... Ishihara M. (24):  
*Isobaric analog state of  ${}^{14}\text{Be}$ .*  
Phys. Lett. **B515** (2001) 255.
- [N6] Saito A., ... Fülöp Zs. (8), ... Ishihara M. (25):  
*Molecular states in neutron-rich beryllium isotopes.*  
Prog. Theor. Phys. Suppl. **146** (2002) 615.
- [N7] Saito A., ... Fülöp Zs. (11), ... Ishihara M. (36):  
*Molecular states in neutron-rich beryllium isotopes.*  
Nucl. Phys. **A738** (2004) 337.

- [N8] Kanno S., ... Fülöp Zs. (9), ... Ishihara M. (36):  
*Coulomb excitation of  $^{24}\text{Si}$ .*  
Prog. Theor. Phys. Suppl. **146** (2002) 575.
- [N9] Iwasa N., ... Fülöp Zs. (9), ... Ishihara M. (29):  
*In-beam gamma spectroscopy of  $^{34}\text{Si}$  with deuteron inelastic scattering using reverse kinematics.*  
Phys. Rev. **C67** (2003) 4315.
- [N10] Michimasa, S., ... Fülöp Zs. (7), ... Jackson K.P. (12):  
*Measurement of the  $^{24}\text{Mg}(p,t)^{22}\text{Mg}$  reaction for the states near the  $^{21}\text{Na}+p$  threshold.*  
Eur. Phys. J. **A14** (2002) 275.
- [N11] Michimasa, S., ... Fülöp Zs. (7), ... Jackson K.P. (12):  
*Study of the  $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$  stellar reaction by the  $(p,t)$  reaction.*  
Nucl. Phys. **A718** (2003) 581.